

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR

Roger CHABROLLES

Licencié es-Sciences

Ingénieur E. S. C. I. L.

PREMIERE THESE :

Contribution à l'étude d'un dispositif de détection
de rayonnement gamma

DEUXIEME THESE :

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 22 juin 1966
devant la Commission d'Examen

Président : M. L. AVAN

Examineurs : { Mme M. AVAN
M. J. ROCHE
M. D. ISABELLE

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR

Roger CHABROLLES

Licencié es-Sciences

Ingénieur E. S. C. I. L.

PREMIERE THESE :

Contribution à l'étude d'un dispositif de détection
de rayonnement gamma

DEUXIEME THESE :

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 22 juin 1966
devant la Commission d'Examen

Président : M. L. AVAN

Examineurs : { Mme M. AVAN
M. J. ROCHE
M. D. ISABELLE



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41546606_0022

UNIVERSITE DE CLERMONT-FERRAND

FACULTE DES SCIENCES

1965 - 1966

Doyen : Mr ROQUES Maurice

1er Assesseur : Mr SAUREL Jean

2ème Assesseur : Mr RAOULT Gaston

- Professeurs -

M.	DUBOIS Emmanuel	Physique	T	
M.	RAMBAUD René	Chimie	T	
M.	BLANC Eugène	Mécanique Rationnelle	T	
M.	ROQUES Maurice	Géologie - Minéralogie	T	
M.	LAPADU-HARGUES Pierre	Minéralogie	T	
M.	TRUFFAULT Robert	Chimie Organique	T	
M.	LUTZ Hubert	Biologie Animale	T	
M.	RAOULT Gaston	Physique	T	
M.	CHAMPAGNAT Paul	Physiologie Végétale	T	
M.	DUPLESSIS-KERGOMARD Alain	Chimie	T	TP
M.	AVAN Louis	Physique Expérimentale	T	
M.	PARIAUD Jean-Charles	Chimie Physique	T	
Mme	HENNEQUIN Françoise	Mathématiques	T	
Mle	BERTHET Ginette	Physique	T	TP
M.	LOISEAU Jean	Botanique pure et Appliquée	T	
M.	COMBE René	Physique	T	TP
M.	de PUYTORAC Pierre	Biologie - Zoologie	T	
Mme	AVAN Madeleine	Physique	T	TP
Mle	DONDON Marie-Louise	Chimie Physique	T	TP
M.	DELOST Paul	Physiologie Animale	T	TP
M.	SAUREL Jean	Physique	T	TP
M.	VIALARD André	Chimie Physique	T	TP
M.	KOLHMULLER Robert	Chimie Minérale	T	

- Professeur Associé -

M.	BALANZAT Manuel	Mathématiques
----	-----------------	---------------

- Professeurs sans Chaire -

M.	PETERLONGO Jean-Marc	Géologie
M.	BAILLAUD Lucien	Botanique
M.	VESSIERE Roger	Chimie
M.	GUILLAUME Marcel	Mathématiques
M.	BATHIER Marcel	Physique
M ^{le}	UCHER Suzanne	Chimie
M.	HENNEQUIN Paul	Mathématiques
M.	MAISONNEUVE Jacques	Géologie Appliquée
M.	CAPESTAN Michel	Chimie Minérale
M.	MARTINET Pierre	Chimie
M.	ROCHE Jean - Etienne	Physique
M.	FALGAS Maurice	Mathématiques

- Maîtres de Conférences -

M.	THOMAS Jean	Physique
M.	LENOIR Marcel	Mathématiques
M.	BERNARD Maurice	Physique
M.	ISABELLE Didier	Physique
M ^{me}	LE DOUARIN Nicole	Biologie Animale
M.	COLLEAU Jean	Mathématiques
M.	JOYON Louis	Zoologie

- Maître de Conférences Associé -

M.	VO-KHAC-KHOAN	Mathématiques
----	---------------	---------------

- Attachée Principale -

M ^{me}	CHOPART Marie-Louise
-----------------	----------------------

A ma femme,

A ma mère,

A mes beaux-parents.

A Monsieur et Madame AVAN
Directeurs
du Laboratoire de Physique Nucléaire
de Clermont-Ferrand.

HOMMAGE DE PROFONDE ET RESPECTUEUSE GRATITUDE .

I N T R O D U C T I O N

Depuis 1963 le Laboratoire de Physique Nucléaire de Clermont disposait d'un détecteur de rayonnement construit selon les directives de P. Keller (Av 64).

Le principe de ce détecteur représenté sur la figure 1_a repose sur deux phénomènes :

- 1/ La matérialisation des photons dans les cibles en or.
- 2/ L'effet Cerenkov dans les radiateurs en plexiglass.

Le photon incident se matérialise dans les cibles en emettant un positon et un négaton ; ceux-ci sont séparés par le champ magnétique $\vec{B}$ et pénétrant chacun de leur coté dans un radiateur en plexiglass y produisent de la lumière Cerenkov si leur énergie cinétique est suffisante. Les impulsions lumineuses sont transformées en impulsions électriques par les deux photomultiplicateurs, puis mises en coïncidence et comptées à l'aide d'une échelle de comptage.

La première série d'expériences réalisée à la Faculté d'Orsay (Laboratoire de Mademoiselle Cauchois) a permis de montrer que le seuil expérimental du détecteur est en bon accord avec le seuil théorique. Ce dernier a pour valeur $E = E_1 + 2E_2 = 1,37 \text{ MeV}$ ou $E_1 = 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ est l'énergie minimum pour la matérialisation

et $E_2 = 0,174 \text{ MeV}$ est l'énergie cinétique minimum que doit posséder l'électron pour qu'il y ait production de lumière Cerenkov dans le plexiglass.

Les résultats expérimentaux obtenus sont portés sur la courbe de la figure 1_b. Nous remarquons effectivement que le nombre d'impulsions commence à croître pour une valeur de l'énergie du photon de l'ordre de 1,4 MeV.

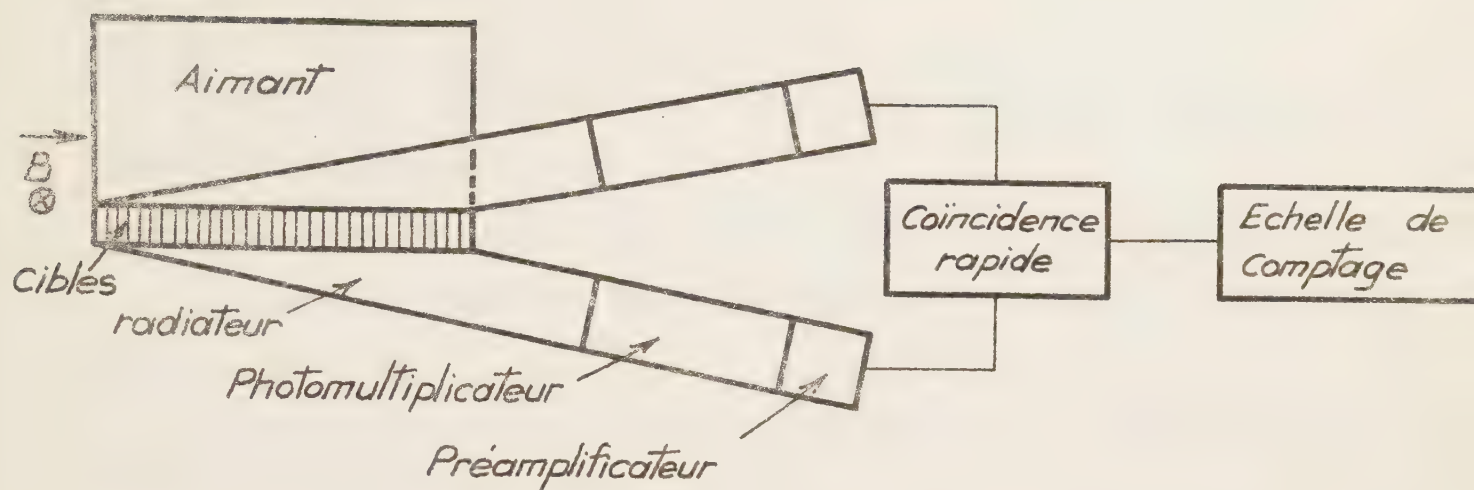


Fig. 1_a

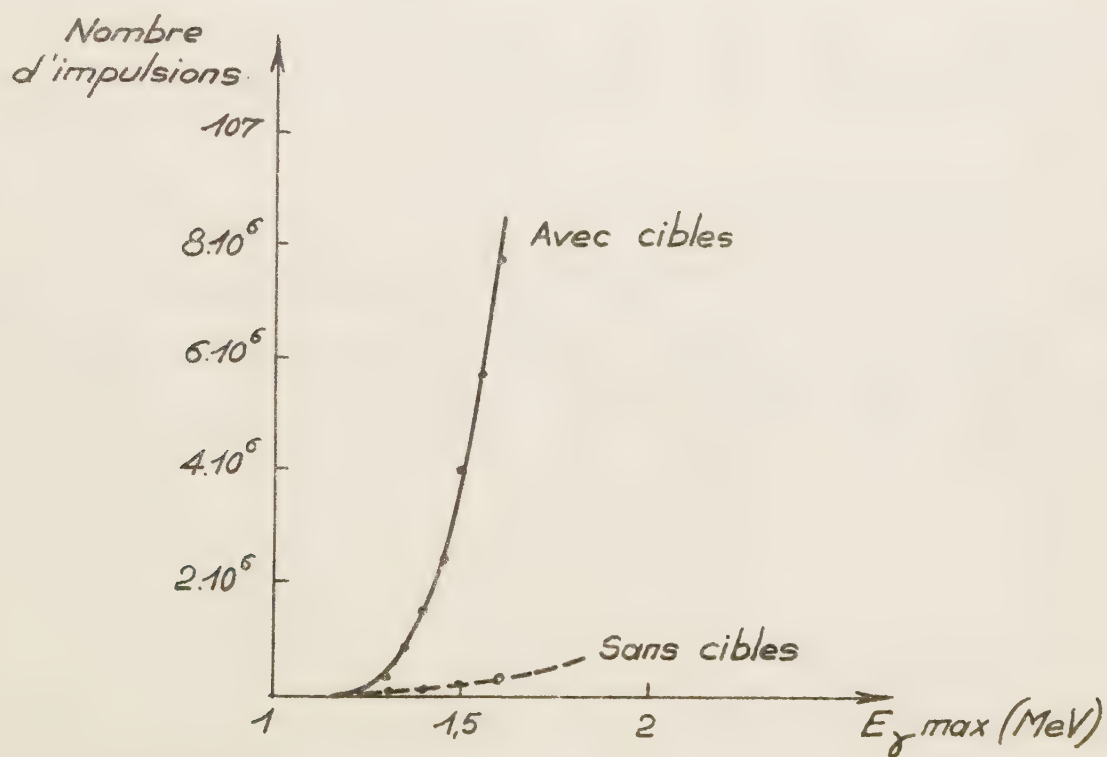


Fig. 1_b

Partant de ces résultats nous avons défini avec G. Roche et M. Pradoux un nouveau programme de recherche visant à atteindre les deux objectifs suivants :

1/ La détermination de l'efficacité du détecteur aux photons de différentes énergies.

2/ Un essai d'application dans un but d'analyse spectrométrique.

Le premier point de ce programme fait l'objet de la présente thèse.

Dans un premier chapitre nous étudierons les phénomènes physiques sur lesquels repose le principe de la détection.

Avant de déterminer le rendement global du détecteur, il nous fallait connaître la réponse d'un radiateur en plexiglass à des électrons entièrement absorbés. Cette étude préliminaire fait l'objet du deuxième chapitre.

Dans le troisième chapitre nous décrivons les modifications que nous avons apportées au détecteur afin d'améliorer ses caractéristiques.

Sur la base des résultats obtenus au cours de l'étude préliminaire nous développons dans le chapitre IV les calculs qui nous ont conduit à la détermination du rendement de détection.

Le chapitre V constitue une vérification expérimentale directe.

+ +
+
+ +

CHAPITRE I

FONDEMENTS PHYSIQUES DE LA DETECTION

I - GENERALITES

Le rayonnement gamma que nous nous proposons de détecter est constitué par des photons d'énergie supérieure à 1 MeV.

La théorie quantique considère le photon comme un grain d'énergie sans masse et sans charge ; ce grain encore appelé quantum est pourvu d'une énergie :

$$E = h\nu$$

et d'une quantité de mouvement : $\vec{p} = \frac{h\nu}{c}$

où ν est la fréquence du champ électromagnétique associé, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière.

Une classification réalisée par Fano en 1953 recense douze interactions théoriquement possibles du photon avec la matière ; la plupart sont rares, certaines n'ont encore jamais été observées. Parmi les trois processus qui seuls, jouent un rôle important dans l'atténuation d'un faisceau de photons, nous nous intéresserons principalement à la matérialisation qui est la base de notre détection. L'effet Compton ne sera considéré qu'à titre de processus parasite et principalement pour les énergies inférieures à 10 MeV. L'effet photoélectrique ne nous intéresse pas car il donne naissance à un électron unique.

Dans une première partie nous étudierons donc les processus de production de paires et d'effet Compton ; la seconde partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l'effet Cerenkov, qui nous permet de détecter les électrons issus des deux processus précédents.

II - MATERIALIZATION ET EFFET COMPTON

A/ LA MATERIALIZATION

La production de paires peut avoir lieu lorsque le photon traverse le champ électrique d'un noyau (ou d'un électron). Au cours de ce processus le photon se trouve entièrement absorbé et il en résulte la création d'une paire d'électrons, où le positon et le négaton emportent pratiquement toute l'énergie du photon incident.

Nous avons donc du point de vue énergétique :

$$h\nu = T_- + T_+ + T_N + 2m_0c^2 \quad (1)$$

et du point de vue quantité de mouvement

$$\frac{h\vec{\nu}}{c} = \vec{p}_- + \vec{p}_+ + \vec{p}_N \quad (2)$$

Où les couples T_- , $\vec{p}_-$; T_+ , $\vec{p}_+$; T_N , $\vec{p}_N$ sont les énergies cinétiques et les quantités de mouvement se rapportant respectivement au négaton, au positon et au noyau.

Toutefois dans l'équation (1) nous pouvons négliger $T_N = \frac{p_N^2}{2M}$ en effet p_N est petit et M est grand. Il faut évidemment pour que ce processus puisse avoir lieu, que l'énergie $h\nu$ du photon soit supérieure ou égale aux énergies au repos des deux électrons, soit

$$h\nu \gg 2m_0c^2$$

1) Théorie du phénomène

Selon la théorie de Dirac l'électron libre est décrit par quatre fonctions d'onde

$$\Psi_\lambda(x, y, z, t) \quad \text{avec} \quad \lambda = 1, 2, 3, 4$$

Darwin (Da 28) a démontré que ces fonctions d'onde étaient de la forme

$$\Psi_\lambda = a_\lambda \exp \left[\frac{2\pi i}{h} (p_1x + p_2y + p_3z - wt) \right] \quad \lambda = 1, 2, 3, 4$$

pour un électron libre de moment (p_1, p_2, p_3)

De l'égalité $\frac{w^2}{c^2} - m^2 c^4 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2$

il a tiré :

$$w = c (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}$$

en réalité rien dans le formalisme ne nécessite que w soit positif ; si on considère la seconde racine.

$$w = -c (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}$$

on obtient :

$$\Psi_\lambda = b_\lambda \exp \left[\frac{2\pi i}{h} (p_1 x + p_2 y + p_3 z + wt) \right]$$

$\lambda = 1, 2, 3, 4$

Cet ensemble de solutions correspond à des électrons libres d'énergie cinétique négative, c'est-à-dire de masse au repos négative. Pour expliquer le fait que ces électrons n'avaient jamais été observés, Dirac suggéra que tous les états dans lesquels un électron possède une masse négative, sont occupés par des électrons formant une distribution qui n'est pas observable en raison de son uniformité. De cette façon seuls sont observables les "trous" de cette distribution, qui apparaissent comme des particules de masse positive et de charge positive.

Dans le cadre de cette théorie le processus de la matérialisation peut s'expliquer très aisément ; en effet le photon apporte l'énergie nécessaire pour faire passer l'électron d'un état inobservable ou il a une masse négative à un niveau inoccupé avec une masse positive. Nous voyons réaliser ainsi la création apparente d'une paire positon-négaton, le positon étant la manifestation d'un état vacant dans "l'océan" des états d'énergies négatives.

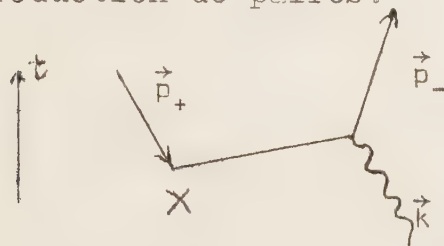
Ce processus de matérialisation est exactement l'inverse de celui connu sous le nom de rayonnement de freinage au cours duquel, un électron passant dans le champ coulombien d'un noyau saute d'un état d'énergie positive à un état d'énergie négative, la différence d'énergie étant émise sous forme de quantum lumineux.

2) Sections efficaces et distribution énergétique des électrons

Bethe et Heitler (Be 34) ont donné dans le même article les théories relatives au rayonnement de freinage et au processus de production de paires, ceci en vertu de la théorie quantique qui établit une corrélation directe entre la probabilité de production d'un processus et la probabilité de production de son inverse.

En effet dans le cas de la production de paires les éléments de la matrice de transition sont les complexes conjugués de ceux de la matrice de transition dans le cas du rayonnement de freinage, et les deux diagrammes présentent une symétrie évidente

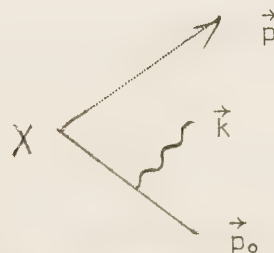
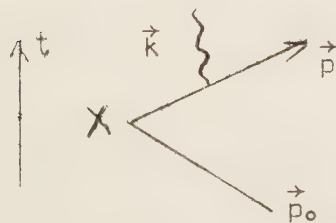
Production de paires:



Diagrammes
de

Rayonnement de freinage :

FEYNMAN



Les calculs effectués dans le cas de la matérialisation conduisent à l'expression suivante de la section efficace différentielle de production d'une paire p_+ , p_-

$$d\Phi = - \frac{Z^2}{137} \frac{e^4}{2\pi} \frac{p_+ p_- dE_+}{k^3} \frac{\sin \theta_+ \sin \theta_- d\theta_+ d\theta_- d\phi_+}{q^4} \times$$

$$\left[\frac{p_+^2 \sin^2 \theta_+}{(E_+ - p_+ \cos \theta_+)^2} (4E_-^2 - q^2) + \frac{p_-^2 \sin^2 \theta_-}{(E_- - p_- \cos \theta_-)^2} (4E_+^2 - q^2) + \right. \quad (3)$$

$$\left. \frac{2p_+ p_- \sin \theta_+ \sin \theta_- \cos \phi_+}{(E_- - p_- \cos \theta_-)(E_+ - p_+ \cos \theta_+)} (4E_+ E_- + q^2 - 2k^2) - \frac{2k^2 (p_+^2 \sin^2 \theta_+ + p_-^2 \sin^2 \theta_-)}{(E_- - p_- \cos \theta_-)(E_+ - p_+ \cos \theta_+)} \right]$$

E_+ , E_- : énergie totale des électrons

p_+ , p_- : quantités de mouvement des électrons multipliées par la vitesse de la lumière afin qu'elles aient la dimension d'une énergie.

$$\theta_{\pm} = (k, p_{\pm}) \quad \text{et} \quad \phi_{\pm} = (kp_{\pm}, kp_{\pm})$$

l'intégration sur tous les angles donne la section efficace différentielle pour la production par un photon d'énergie $k = h\nu$, dans le champ d'un noyau, d'un positon dont l'énergie totale est comprise entre E_+ et $E_+ + dE_+$

$$\begin{aligned} \phi(E_+) dE_+ &= \phi \frac{p_+ p_-}{k^3} dE_+ \left[-\frac{4}{3} - 2 \frac{E_+ E_-}{p_+ p_-} - \frac{p_+^2 + p_-^2}{p_+^2 p_-^2} + \mu^2 \left(\frac{E_+ \varepsilon_-}{p_-^3} + \frac{\varepsilon_+ E_-}{p_+^3} - \frac{\varepsilon_- \varepsilon_+}{p_+ p_-} \right) \right. \\ &+ L \left\{ \frac{k^2}{p_+^3 p_-^3} (E_+^2 E_-^2 + p_+^2 p_-^2) - \frac{8}{3} \frac{E_+ E_-}{p_+ p_-} - \frac{\mu^2 k}{2 p_+ p_-} \left(\frac{E_+ E_-}{p_-^3} - \frac{\varepsilon_-}{p_+} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{E_+ E_-}{p_+^3} - \frac{p_+^2}{p_+} \varepsilon_+ + \frac{2kE_+ E_-}{p_+^2 p_-^2} \right) \right\} \quad \phi = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \end{aligned}$$

$$\text{ou} \quad \varepsilon_+ = 2 \log \frac{E_+ + p_+}{mc^2} \quad L = 2 \log \frac{E_+ E_- + p_+ p_- + m^2 c^4}{kmc^2}$$

Pour calculer les sections efficaces Bethe et Heitler ont utilisé l'approximation de Born, c'est-à-dire qu'au lieu d'utiliser une fonction d'onde coulombienne, ils ont admis que l'électron peut être représenté par une onde plane. L'approximation de Born est valable si :

$$\frac{Zc}{137 v_+} ; \frac{Zc}{137 v_-} \ll 1 \quad (a)$$

et elle a pour effet d'attribuer au positon et au négaton des rôles identiques.

Le noyau d'autre part est considéré comme une particule isolée ayant une masse ponctuelle Ze ; en réalité, il est environné par

ses électrons atomiques, lesquels, peuvent jouer un rôle d'écran, d'autant plus important qu'ils sont plus nombreux et que l'énergie du photon incident est plus faible.

Bien que le phénomène ne puisse être décrit à proprement parler en terme de "paramètre d'impact", il découle des principes généraux de la mécanique quantique que les paires dont le noyau à un moment de recul p_N sont formées à une distance r de celui-ci, distance qui est de l'ordre de

$$r = \frac{\hbar c}{p_N}$$

Pour un photon d'énergie k la valeur minimum de p_N est

$$(p_N)_{\min} = k - p_+ - p_- \sim \frac{\mu_k^2}{2E_+ E_-}$$

la valeur maximum de r sera donc

$$r_{\max} = \frac{\hbar c}{(p_N)_{\min}} = \frac{\hbar}{m c} \cdot \frac{2E_+ E_-}{k}$$

Plusieurs cas sont à considérer selon les valeurs de r

- Lorsque r est petit par rapport au rayon de l'atome, c'est-à-dire si :

$$\frac{\hbar}{m c} \cdot \frac{2E_+ E_-}{\mu_k^2} \ll 137 \frac{\hbar}{m c} Z^{-1/3}$$

soit
$$\frac{2E_+ E_-}{\mu_k^2} \ll 137 Z^{-1/3}$$

le champ dans lequel se produit la matérialisation est essentiellement le champ coulombien nucléaire, et il n'est pas nécessaire de faire de correction d'effet d'écran.

- Lorsque r est grand vis à vis du rayon de l'atome l'effet d'écran des électrons atomiques peut jouer un rôle important. On le détermine par la quantité

$$(4') \quad \gamma = 100 \frac{m c^2 k}{E_+ E_-} Z^{-1/3}$$

Si toutes les énergies sont grandes par rapport à mc^2 nous aurons pour $\Phi(E_+)dE_+$ selon les différentes valeurs de γ (Se 53)

- Pour $\gamma \gg 1$ (effet d'écran négligeable)

$$(5) \quad \Phi(E_+)dE_+ = 4 \phi dE_+ \frac{E_+^2 + E_-^2 + 2/3 E_+ E_-}{k^3} \left(\text{Log} \frac{2E_+ E_-}{k \gamma} - \frac{1}{2} \right)$$

- Pour $2 < \gamma < 15$

$$(6) \quad \Phi(E_+)dE_+ = 4 \phi \frac{dE_+}{k^3} (E_+^2 + E_-^2 + 2/3 E_+ E_-) \left(\text{Log} \frac{2E_+ E_-}{\gamma k} - \frac{1}{2} - c(\gamma) \right)$$

- Pour $0 < \gamma < 2$

$$(7) \quad \Phi(E_+)dE_+ = 4 \phi \frac{dE_+}{k^3} \left[(E_+^2 + E_-^2) \left(\frac{f_1(\gamma)}{4} - \frac{1}{3} \text{Log } Z \right) + \frac{2}{3} E_+ E_- \left(\frac{f_2(\gamma)}{4} - \frac{1}{3} \text{Log } Z \right) \right]$$

ou les fonctions $c(\gamma), f_1(\gamma), f_2(\gamma)$ sont représentées par les courbes des figures (2) et (3).

- Pour $\gamma \approx 0$ (effet d'écran total)

$$(8) \quad \Phi(E_+)dE_+ = 4 \phi \frac{dE_+}{k^3} \left[(E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-) \text{Log } 183Z^{-1/3} - \frac{1}{9} E_+ E_- \right]$$

Toutes les formules établies jusqu'ici sont dans le cadre de l'approximation de Born ; les différences constatées avec les résultats expérimentaux sont souvent dues au fait que la condition (a) qui justifie l'utilisation de l'approximation n'est pas vérifiée. Ceci entraîne deux conséquences importantes.

- Pour les sections efficaces où la différence sera surtout appréciable lorsque la paire sera créée par un photon de faible énergie dans le champ d'un noyau de Z élevé.

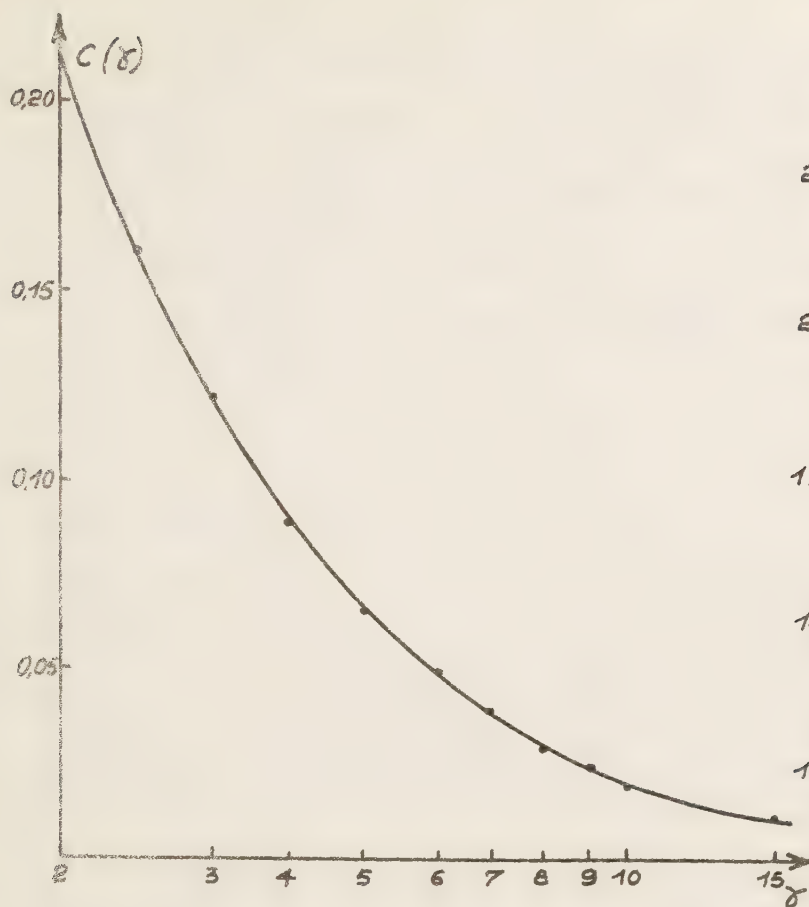


Fig. 2

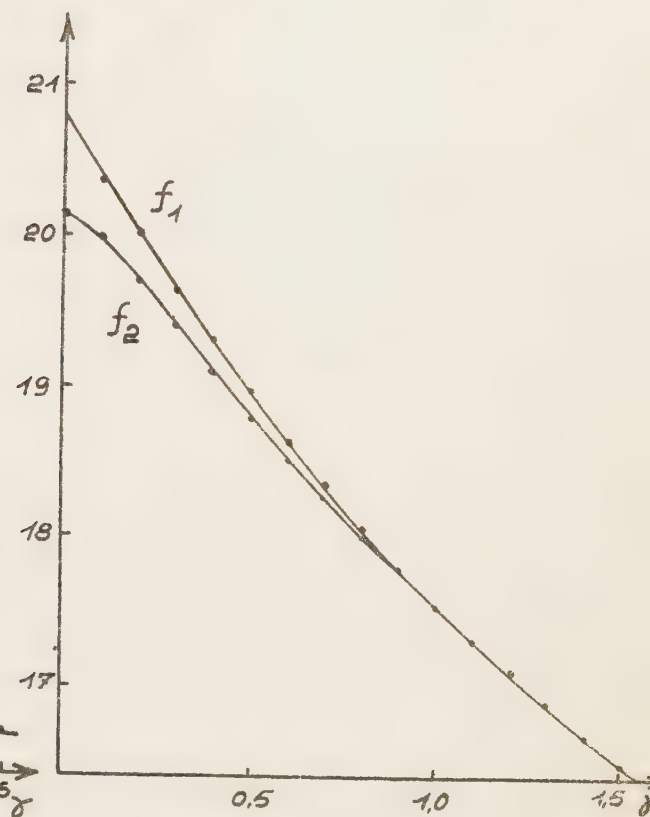


Fig. 3

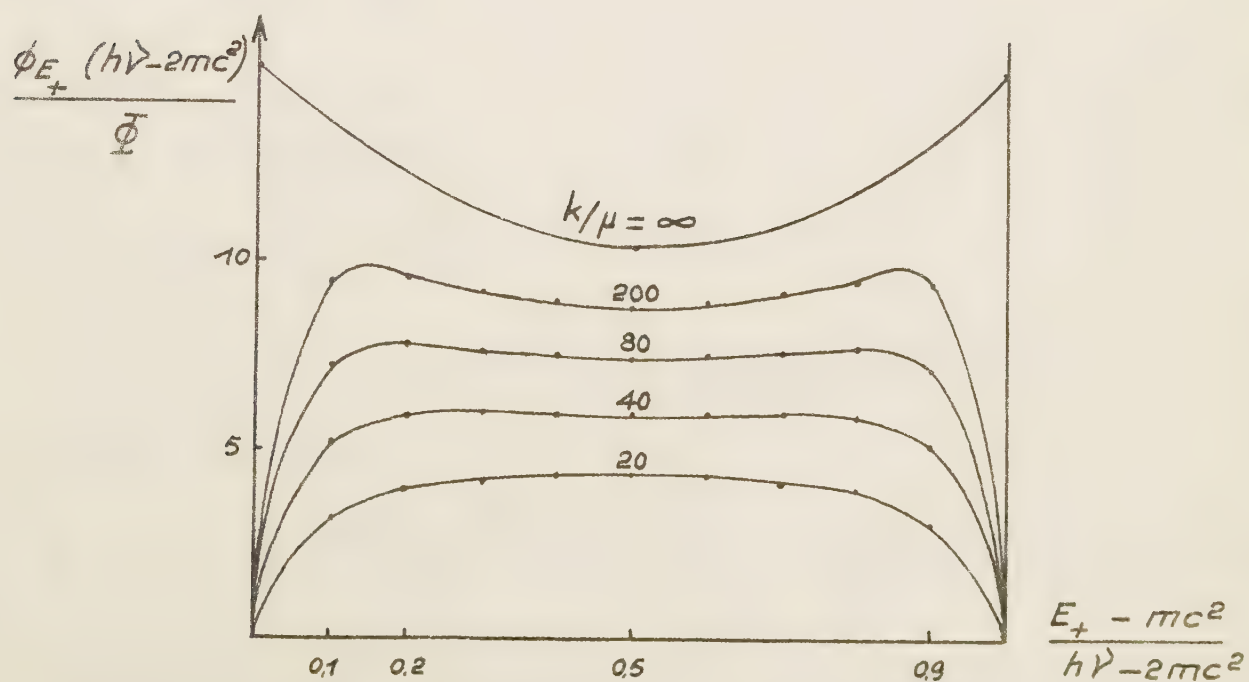


Fig. 4 : Distribution énergétique des paires.

- Pour la répartition énergétique des électrons qui n'est pas symétrique, comme le suppose l'hypothèse de Born. C'est pourquoi différents auteurs ont alors émis des théories plus élaborées.

Jaeger et Hulme (Ja 36) (Ja 36 B)(Ja 38)(Ja 41) ont effectué les calculs en utilisant la fonction d'onde exacte pour un électron dans le champ d'un noyau, et sans effet d'écran. C'est ainsi que pour $Z = 82$ et $k = 3 mc^2$ ils ont trouvé une section efficace deux fois plus grande que celle de Born.

$h\nu$		$3 mc^2$	$5,2 mc^2$
$\frac{\sigma_{\text{pair}}}{\sigma}(\text{Pb})$	Jaeger et Hulme	0,17	0,73
	Approximation de Born	0,085	0,67

Pour $k > 20 mc^2$ Messel (Me 62) en accord avec Davies (Da 54) Bethe et Maximon (Be 54), Olsen (Ol 55) et Brown (Br 56) introduit la correction à l'approximation de Born au moyen de la fonction :

$$f(Z) = \left(\frac{Z}{137}\right)^2 \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \mu \left[\mu^2 + \left(\frac{Z}{137}\right)^2 \right] \right\}^{-1}$$

la longueur de radiation est la distance pour laquelle la radiation a son énergie réduite de e , on la note t_0 .

$$\frac{1}{t_0} = 4 \frac{r_0^2}{137} \frac{N_0 \rho}{A} Z(Z + \xi) \text{Log } 183 Z^{-1/3}$$

Ainsi la section efficace différentielle où la distance est mesurée en unité t_0 devient :

$$\begin{aligned} \varphi(E, \varepsilon) &= \left[\frac{\text{Log } 183 Z^{-1/3} - f(Z)}{\text{Log } 183 Z^{-1/3}} \right] \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{36(\text{Log}(183 Z^{-1/3}) - f(Z))} \right) \\ (9) \quad &\times \left[c(\delta) \right] + \left[\frac{\text{Log}(183 Z^{-1/3}) - f(Z)}{\text{Log}(183 Z^{-1/3})} \right] \left[\frac{4}{3} + \frac{1}{9(\text{Log}(183 Z^{-1/3}) - f(Z))} \right] \\ &\times \left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2 \cdot \left[A(\delta) \right] \end{aligned}$$

Où E et ξE sont respectivement les énergies du photon et du positon.

$\xi = \text{Log}(1440 Z^{-2/3}) / \text{Log}(183 Z^{-1/3})$ est le terme qui tient compte de la section efficace du processus de matérialisation dans le champ de l'électron, avec $\delta = 136 Z^{-1/3} \frac{m}{E} \frac{1}{\xi(1-\xi)}$ (9')

qui détermine la contribution de l'effet d'écran, par l'intermédiaire des quantités :

$$A(\delta) = \frac{3f_1(\delta) - f_2(\delta) + 8 \left[\text{Log} Z^{-1/3} - f(Z) \right]}{3f_1(0) - f_2(0) + 8 \left[\text{Log} Z^{-1/3} - f(Z) \right]}$$

$$C(\delta) = \frac{3f_1(\delta) + f_2(\delta) + 16 \left[\text{Log} Z^{-1/3} - f(Z) \right]}{3f_1(0) + f_2(0) + 16 \left[\text{Log} Z^{-1/3} - f(Z) \right]}$$

où les fonctions $f_1(\delta)$ et $f_2(\delta)$ sont pour

$$\delta \leq 1 \quad \begin{cases} f_1(\delta) = 20,867 - 3,242 \delta + 0,625 \delta^2 \\ f_2(\delta) = 20,209 - 1,930 \delta - 0,086 \delta^2 \end{cases}$$

$$\delta > 1 \quad f_1(\delta) = f_2(\delta) = 21,12 - 4,184 \text{Log}(\delta + 0,952)$$

Les courbes de la figure (4) en accord avec les formules (5), (6), (7) et (8) représentent la distribution énergétique des électrons.

Nous avons :

$$\text{en abscisses} \quad x = \frac{E_+ - mc^2}{k - 2mc^2}$$

$$\text{en ordonnées} \quad y = \frac{\phi(E_+)}{\phi} (k - 2\gamma)$$

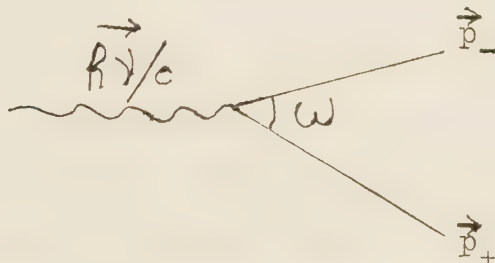
de telle sorte que l'aire comprise sous la courbe représente la section efficace totale.

On remarque que l'équipartition est la situation la plus probable jusqu'à 10 MeV, alors qu'à partir de 100 MeV la probabilité de forte divergence énergétique devient supérieure à celle de l'équipartition.

Nous voyons que les courbes sont symétriques par rapport à l'équipartition, en effet dans le cadre de l'approximation de Born on suppose que le positon et le négaton ont des rôles identiques ; en réalité et particulièrement dans le cas de photons de faibles énergies et pour les matériaux de Z élevés les courbes sont déplacées vers le haut et à droite. En effet, le positon est repoussé par le noyau et il emporte plus d'énergie que le négaton qui au contraire est attiré. Cette différence est estimée simplement, en supposant qu'elle est égale à la différence d'énergie potentielle du positon et du négaton à l'endroit où la paire est formée

3) Angle d'ouverture de la paire

L'angle d'ouverture de la paire (ω) est déterminé par les moments p_+ et p_- , il est donc soumis à leurs fluctuations.



Pour une énergie donnée du photon, la distribution de l'angle ω présente un maximum ω_a qui peut-être écrit sous la forme :

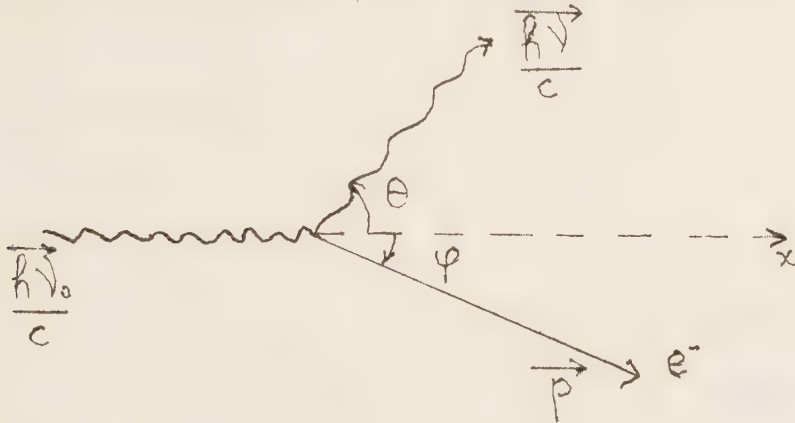
$$\omega_a = \frac{4 m \cdot c^2}{k} \phi_Z(a)$$

à l'équipartition $a = \frac{1}{2}$ $\phi_Z(a) = 1$ donc $\omega_a = \frac{4 m \cdot c^2}{E}$

de toute façon $\phi_Z(a)$ ne diffère jamais beaucoup de cette valeur.

B/ L'EFFET COMPTON

Il s'agit d'un processus de diffusion élastique du photon par un électron atomique ; on peut le schématiser de la façon suivante :



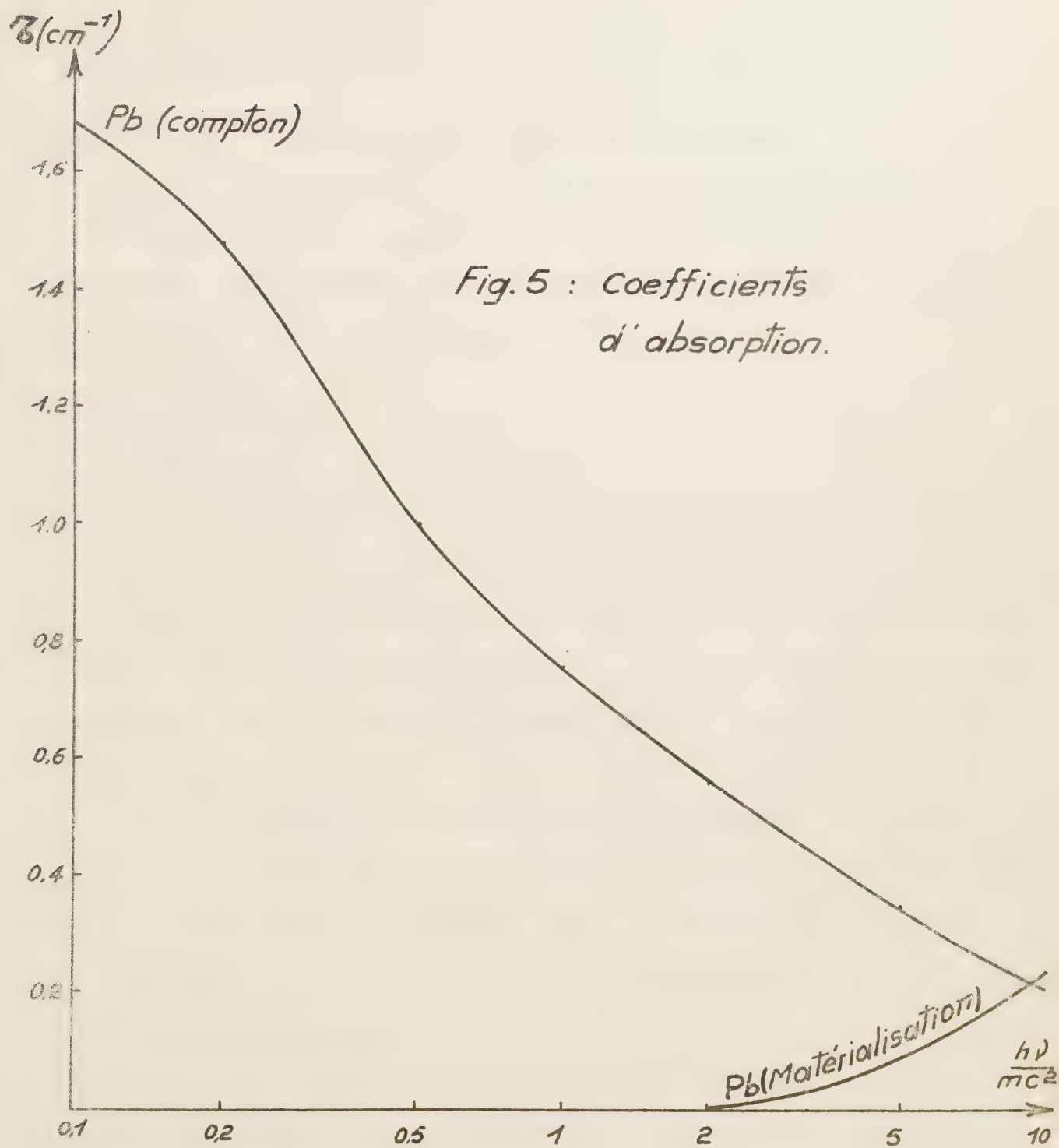
Au cours de cette interaction, l'énergie du photon incident étant très supérieure à l'énergie de liaison de l'électron atomique, nous avons le droit de considérer ce dernier comme un électron libre.

L'écriture des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permet de démontrer que l'absorption totale d'un photon par un électron libre est impossible ; nous aurons dans tous les cas, comme résultat de cette interaction un photon diffusé avec changement de fréquence et un électron emportant la différence d'énergie, sous forme cinétique.

La section efficace de diffusion compton a été établi de façon rigoureuse par Klein et Nishina à partir de la théorie de Dirac. Pour un électron on trouve dans le cas général.

$$\sigma_c = \frac{2\pi e^4}{m_0^2 c^4} \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^3} \left[\frac{2\alpha(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \text{Log}(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \text{Log}(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (10)$$

avec $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$



La section efficace macroscopique, peut s'écrire dans le cas relativiste sous la forme simplifiée suivante :

$$\mu_c = \frac{3}{8} N Z \phi_0 \frac{m_0 c^2}{h \nu_0} \left[\log \frac{2h \nu_0}{m_0 c^2} + \frac{1}{2} \right] \quad (11)$$

avec : $N Z$: nombre d'électrons libres par cm^3

ϕ_0 : $6,651 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ section efficace de Thompson.

sur la figure (5) sont portées les courbes représentant en fonction de l'énergie, les coefficients d'absorption des photons par effet Compton et par matérialisation.

III - EFFET CERENKOV

1) Introduction

Prédit par Sommerfeld en 1904, observé pour la première fois par un médecin français Lucien Mallet en 1926, ce phénomène a été étudié par trois savants soviétiques : Cerenkov qui réalisa de 1934 à 1938 de nombreuses expériences en excellent accord avec la première théorie cohérente proposée par ses compatriotes Franck et Tamm en 1937.

L'effet Cerenkov se manifeste par une lumière bleue pale que l'on observe lors de la traversée d'un milieu diélectrique transparent par une particule chargée dont la vitesse est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce milieu.

2) Etude qualitative.

Lorsque la particule chargée se déplace dans le milieu, son champ électrique associé déforme les atomes proches créant ainsi des dipôles ; après le passage de la particule les atomes se déplaisent en émettant une onde électromagnétique très brève.

Si la particule se déplace lentement, son champ de polarisation induit sera symétrique et il ne sera pas possible d'observer un champ résultant à une certaine distance de la trajectoire.

Si au contraire la particule se déplace à une vitesse comparable à celle de la lumière dans le milieu, le champ de polarisation n'étant plus symétrique, il apparaîtra le long de la trajectoire un champ dipolaire observable.

Dans le cas général, les ondes émises par les différentes portions élémentaires de la trajectoire, se détruisent par interférence ; toutefois si la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu, il est possible que toutes les ondes soient en phase les unes les autres.

La construction d'Huygens (figure 6) montre que la radiation ne peut être observée que sous un angle θ par rapport à la trajectoire de la particule.

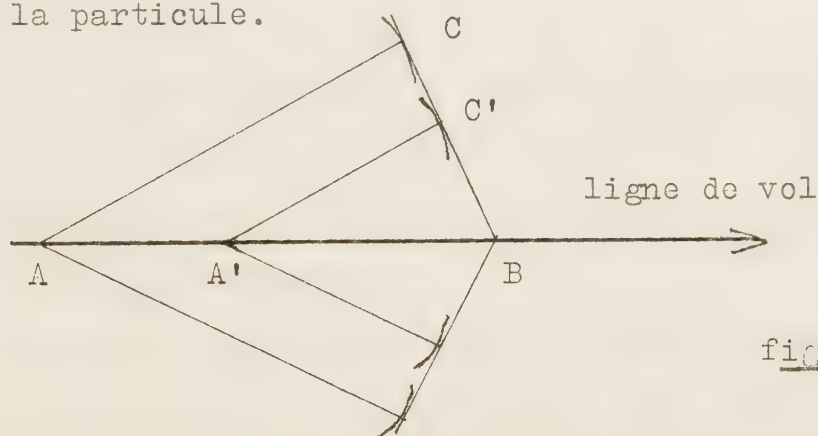


figure 6

L'angle θ est tel que les ondes émises par les points A, A' .. de la trajectoire soient cohérentes et se combinent pour donner une onde plane de front BC.

Pour que la condition de cohérence soit réalisée, il faut que la particule et la lumière décrivent respectivement AB et AC dans le même temps. Soit Δt ce temps commun, nous avons donc :

$$\cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{c/n \Delta t}{\beta c \Delta t} = \frac{1}{\beta n} \quad (12)$$

Cette relation, dite "relation de Cerenkov" nous permet de voir que :

Etant donné un milieu d'indice n , il existe un seuil de vitesse $\beta_{\min} = \frac{1}{n}$ en dessous duquel il n'y a pas production de lumière Cerenkov. Pour cette vitesse critique de la particule, la direction de la radiation correspond avec celle de sa ligne de vol. La condition de production de lumière Cerenkov est donc $\beta > \frac{1}{n}$ c'est-à-dire que la vitesse de la particule soit supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu. Cette condition est très intéressante pour détecter les électrons en présence de particules chargées plus lourdes ; en effet il suffit à l'électron d'une énergie de l'ordre de 0,2 MeV alors qu'il faudrait 340 MeV pour le proton.

Pour une particule ultra relativiste ($\beta \simeq 1$) nous obtenons l'angle maximum de Cerenkov pour le milieu considéré

$$\theta_{\max} = \text{Arc cos } \frac{1}{n} \quad \text{soit } 48^{\circ}15' \text{ pour le plexiglass}$$

Enfin pour réaliser $v < c$ il faut $n > 1$, c'est-à-dire que l'émission lumineuse se fera dans le visible ; elle se fait généralement dans la zone bleu-violet.

La lumière Cerenkov provenant de chaque élément de la trajectoire se propage sur la surface d'un cône, ayant cet élément pour sommet, la trajectoire pour axe et θ pour demi-angle au sommet.

La polarisation de cette lumière est telle que le vecteur champ électrique E est en tout point perpendiculaire à la surface du cône et le vecteur champ magnétique en tout point parallèle.

3) Intensité lumineuse

La distribution en fonction de θ de l'intensité lumineuse répond à une fonction δ de Dirac.

a) Théorie semi-classique de Franck et Tamm

Les auteurs supposent que le milieu est un diélectrique parfait, continu, isotrope, infini, et qu'il n'y a aucun phénomène parasite (dispersion, absorption, diffraction). Ils supposent également que la particule se déplace à vitesse constante et que sa trajectoire est infinie.

Avec ces hypothèses et en utilisant les lois classiques de l'électromagnétisme, ils calculent la perte d'énergie par unité de longueur (déterminée par le flux du vecteur de Poynting à travers la surface d'un cylindre de longueur dx , dont l'axe est constitué par la trajectoire de la particule). Ils obtiennent :

$$-\frac{dW}{dx} = \frac{4 \pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu \quad (13)$$

ou : Ze est la charge de la particule

ν la fréquence de la radiation émise.

on intègre la formule (13) sur toutes les fréquences possibles

avec la condition $\beta n > 1$

En effet pour $\beta n < 1$, on aurait $\beta < \beta_{\min}$ et les interférences seraient destructives. On obtient

$$-\frac{dW}{dx} = \frac{4 \pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \frac{1}{2} \cdot (\nu_2^2 - \nu_1^2) \quad (14)$$

Définissons l'énergie moyenne du photon

$$\overline{h\nu} = \frac{1}{2} h (\nu_1 + \nu_2) \quad (15)$$

Le nombre de photons émis par unité de parcours est donc :

$$\frac{dN}{dx} = -\frac{1}{\overline{h\nu}} \cdot \frac{dW}{dx} \quad (16)$$

Soit :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{4 \pi^2 Z^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) (\nu_2 - \nu_1) \quad (17)$$

En tenant compte de $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ et $\frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$

il vient :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2 \pi Z^2}{137 c} (\nu_2 - \nu_1) \sin^2 \theta \quad (18)$$

ou encore en fonction de la longueur d'onde

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2 \pi Z^2}{137} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \sin^2 \theta \quad (19)$$

Le nombre de photons produits par unité de parcours et par unité de longueur d'onde est donc :

$$\frac{d^2 N}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2 \pi Z^2}{137} \cdot \frac{1}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (20)$$

b) Théorie quantique de Ginsburg

Franck et Tamm ont ignoré, dans leur théorie les effets de la radiation émise sur le mouvement de la particule ; Ginsburg donna en 1940 un traitement plus rigoureux où il obtient pour l'angle de Cerenkov

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} + \left[\frac{\Lambda}{\lambda} \right] \left(\frac{n^2 - 1}{2n^2} \right) \quad (21)$$

ou Λ est la longueur d'onde de Broglie associée à la particule.

On remarque dans cette égalité que le deuxième terme du second membre est très petit, ce qui explique le fait que la théorie classique approchée concorde très bien avec les expériences.

Pour la valeur de l'énergie rayonnée, il obtient pour l'électron

$$- \frac{dw}{dx} = \frac{4 \pi^2 e^2}{c^2} \int \left\{ 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \left[1 + \frac{n^4}{4} \left(\frac{h\nu}{mc^2} \right)^2 + n^2 \left(\frac{h\nu}{mc^2} \right) \right] \right\} \nu d\nu \quad (22)$$

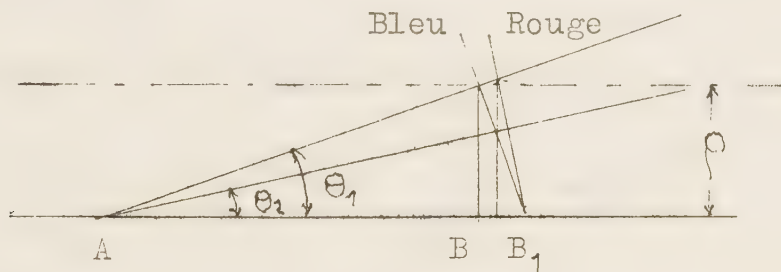
Pour $\beta n > 1$, n est grand et la formule ci-dessus ne diffère de la formule classique que par deux termes d'ordre élevé.

En résumé, étant donné la très faible valeur des termes correctifs nous utiliserons pour nos calculs, les résultats de la théorie semi-classique.

4) Durée de l'impulsion lumineuse.

Si le milieu n'est pas dispersif, le front d'onde est infiniment mince et la durée de l'impulsion lumineuse est infiniment brève.

Pour un milieu dispersif ou l'angle θ varie avec la fréquence, la durée de l'impulsion sera Δt .



A une distance ρ de l'axe de la trajectoire nous aurons :

$$\Delta t = \frac{AB_1 - AB}{\beta c} = \frac{\rho}{\beta c} (\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1) \quad (23)$$

On trouve des Δt de l'ordre de 10^{-10} seconde. Le temps de résolution physique d'un tel détecteur est donc bien inférieur à celui d'un compteur à scintillateur. C'est pourquoi un tel détecteur physique à condition d'être suivi par un photomultiplicateur très rapide doit nous permettre de réaliser des coïncidences rapides de l'ordre de la nanoseconde.

Ce caractère de faible durée de l'impulsion lumineuse est utilisé pour les mesures de temps de vol dans lesquelles les particules étudiées ont des vitesses de l'ordre de 10^8 à 10^9 m/s.

REPONSE D'UN RADIATEUR EN PLEXIGLASS A DES ELECTRONS ENTIEREMENT ABSORBES

Afin de déterminer le rendement de détection des électrons provenant de la matérialisation des photons dans les cibles en or, nous avons dû établir d'abord la réponse d'un radiateur à des électrons entièrement absorbés.

I - Calculs Théoriques

A) Electrons monocinétiques.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la théorie de l'effet Cerenkov permet le calcul du nombre dN de photons produits par unité de parcours et par unité de longueur d'onde par une particule de charge Ze . (en négligeant la dispersion)

$$\frac{d^2N}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2\pi Z}{137} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (20)$$

Pour un électron de charge e nous avons :

$$\frac{d^2N}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2\pi}{137} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad (24)$$

Nous pouvons donc calculer N , le nombre de photons produits par un électron d'énergie cinétique E entièrement absorbé dans le radiateur en plexiglass ; il suffit d'intégrer (24) sur tout le parcours et sur toutes les longueurs d'onde.

$$N = \frac{2\pi}{137} \int_{E_M}^E \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{dx}{dE} \cdot dE \cdot \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (25)$$

Avec : β : rapport de la vitesse de l'électron à celle de la lumière dans le vide.

E_M : seuil de l'effet Cerenkov (0,174 MeV pour le plexiglass)

λ_1 : limite inférieure de longueur d'onde*

$\frac{dE}{dx}$: pouvoir de ralentissement du milieu**

* Afin de déterminer la limite inférieure de longueur d'onde λ_1 , nous avons étudié au spectrophotomètre une lame de plexiglass de 10 mm d'épaisseur. La courbe d'absorption (fig. 7) montre que pour $\lambda < 3200 \text{ \AA}$, le plexiglass absorbe toute la lumière. Donc :
 $\lambda_1 \simeq 3200 \text{ \AA}$.

** Le pouvoir de ralentissement $\frac{dE}{dx}$ dépend essentiellement de deux phénomènes ; l'ionisation des atomes provoquée par les chocs entre l'électron et les électrons atomiques, et le rayonnement de freinage qui se produit lorsque l'électron traverse le champ d'un noyau. D'autres processus, tels que l'effet Cerenkov contribuent au pouvoir de ralentissement, mais de façon si minime que l'on peut admettre que :

$$\frac{dE}{dx}_{\text{total}} = \frac{dE}{dx}_{\text{ionisation}} + \frac{dE}{dx}_{\text{rayonnement de freinage}}$$

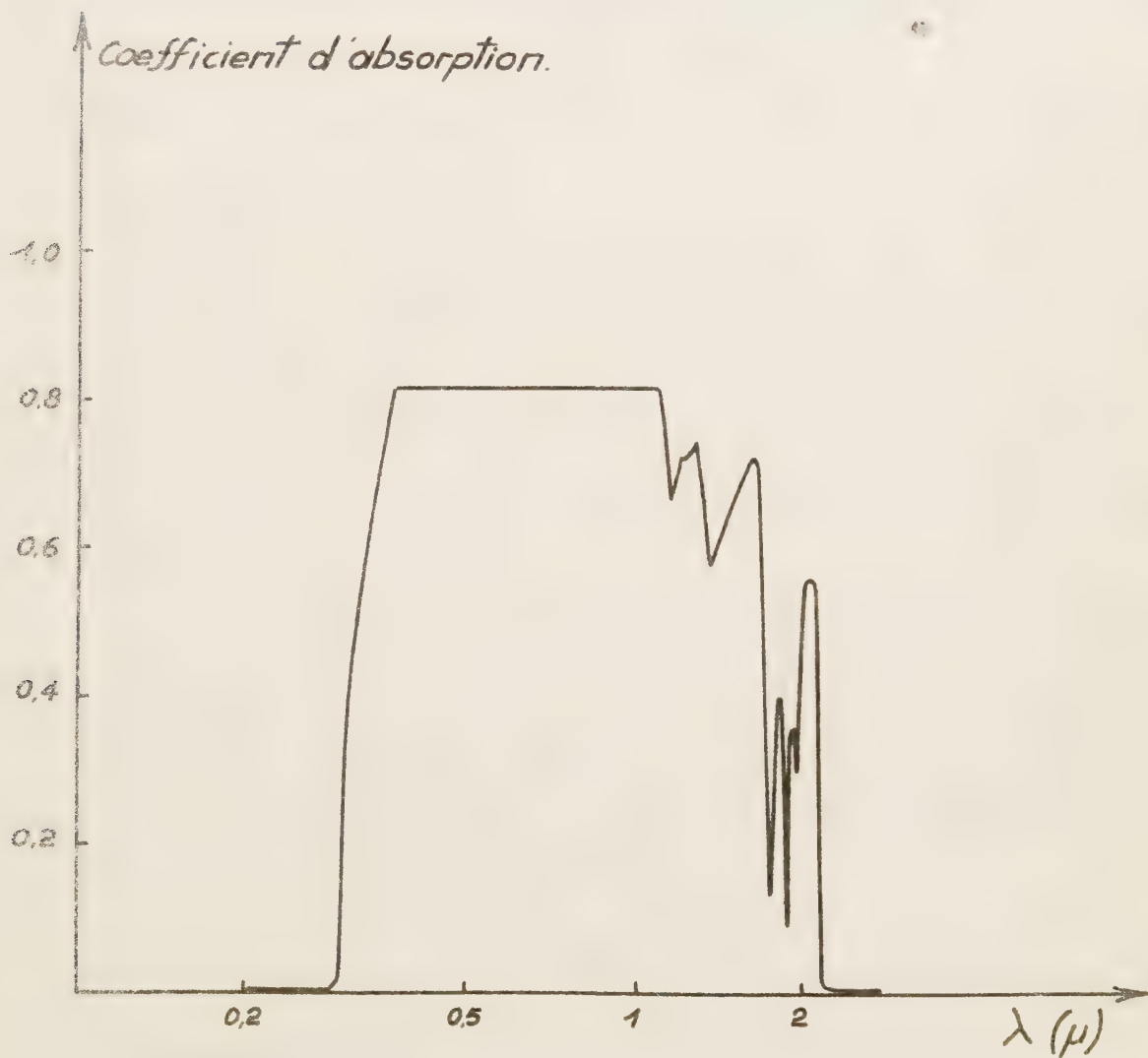
Pour notre part le $\frac{dE}{dx}$ que nous avons utilisé est tiré des courbes données par Rossi (R48) compte tenu de la densité du plexiglass.

Si on appelle $S(\lambda)$ la courbe de réponse à un spectre équii-énergétique du photomultiplicateur 56 AVP couplé au radiateur, la réponse à un spectre Cerenkov sera :

$$R_c \simeq \int C(\lambda) S(\lambda) d\lambda \quad (26)$$

ou $C(\lambda)$ est la distribution énergétique du spectre Cerenkov.

Fig. 7 Absorption d'une lame de
plexiglass (épaisseur : 10 mm).



Le nombre de photoélectrons N_e produits à la photocathode du 56 AVP par les N photons produits dans le radiateur sera donc :

$$N_e = R \eta_0 \left[\frac{2\pi}{137} \int_{E_M}^E \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{dx}{dE} \cdot dE \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{S(\lambda)}{\lambda^2} \cdot d\lambda \right] \quad (27)$$

ou : R : est le rendement de collection de la lumière sur la photocathode du photomultiplicateur.

η_0 : est l'efficacité quantique de la photocathode au maximum de sensibilité ($\lambda_0 = 4\ 000\ \text{\AA}$)

A partir de l'expression (27) nous définissons le nombre n_c de la façon suivante :

$$n_c = \frac{2\pi}{137} \int_{E_M}^E \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{dx}{dE} \cdot dx \int_1^{\infty} \frac{S(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \quad (28)$$

n_c est le nombre de photons de longueur d'onde λ_0 équivalent au nombre N de photons ayant toutes les longueurs d'ondes possibles entre λ_1 et l'infini.

Le calcul de n_c ainsi que tous les calculs numériques de cette thèse, a été effectué sur l'ordinateur IBM 1620. Le tableau (1) et la courbe (fig. 8) en indiquent le résultat. On peut remarquer sur la courbe que la fonction $n_c = f(E)$ devient linéaire pour $E > 1\ \text{MeV}$. L'équation de cette droite est

$$n_c = 131,2 E_{(\text{MeV})} - 55,7 \quad (29)$$

B) Rayonnement β

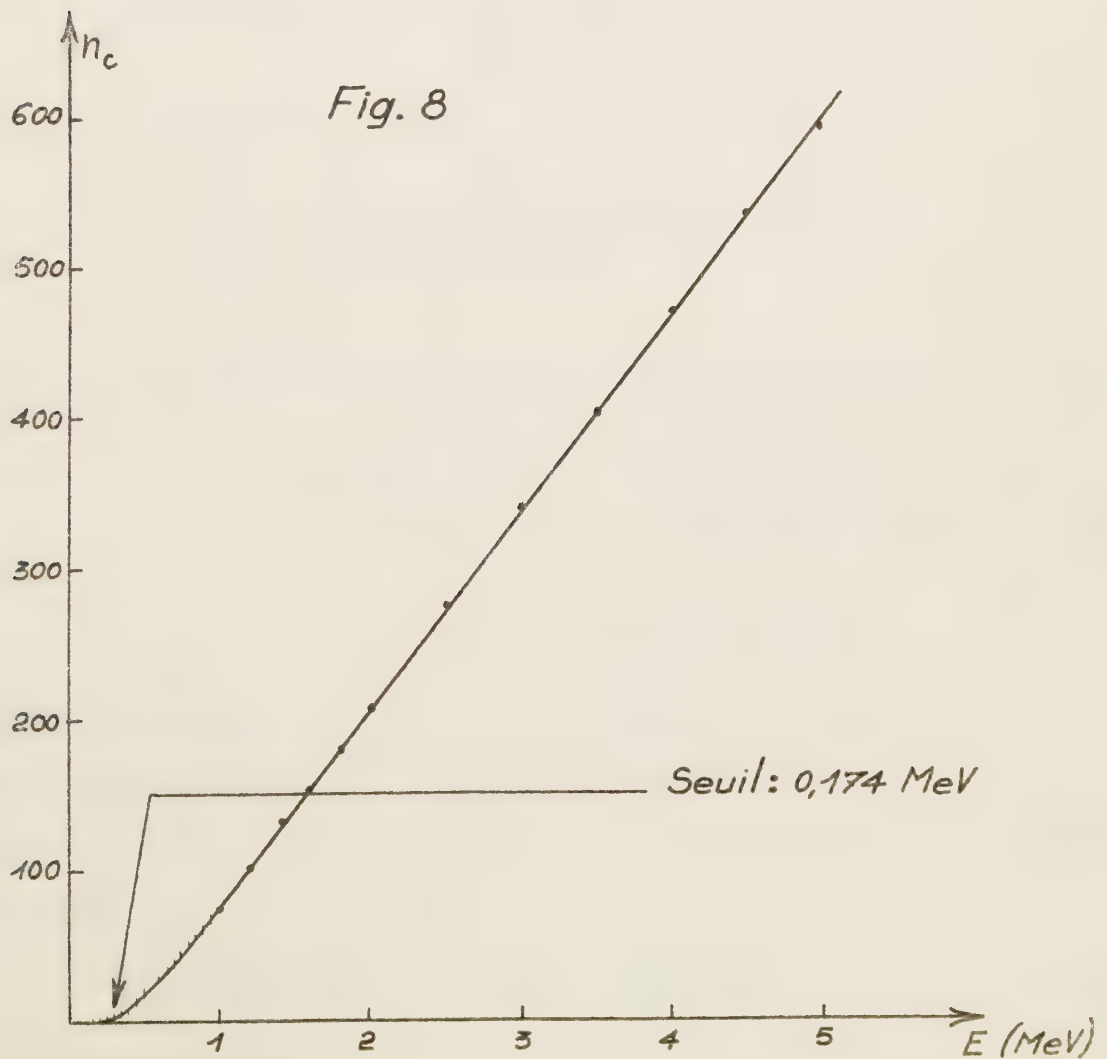
Si maintenant, au lieu d'utiliser des électrons monocinétiques, nous utilisons les électrons émis par une source de rayonnement β ; le nombre de photons Cerenkov équivalents produits en moyenne dans le radiateur par un électron émis par la source sera :

$$\bar{n}_c = \int_{E_0}^{E_1} p(E) \cdot n_c(E) \cdot dE \quad (30)$$

TABLEAU 1

E (MeV)	n_c	E	n_c	E	n_c	E	n_c	E	n_c
0,174	0	0,40	19,84	0,70	38,7	1	74,5	2,5	274
0,18	0,015	0,45	13,81	0,75	44,3	1,2	100,2	3,0	340
0,20	0,18	0,50	18,19	0,80	50,1	1,4	126,5	3,5	405
0,25	1,37	0,55	22,9	0,85	56,1	1,6	153,1	4,0	470
0,30	3,51	0,60	27,9	0,90	62,1	1,8	180,0	4,5	534
0,35	6,38	0,65	33,2	0,95	68,3	2,0	207	5,0	537

- Nombre de photons Cerenkov produits dans le radiateur par
des électrons d'énergie E -



Avec :

$n_c(E)$: nombre de photons Cerenkov équivalents précédemment calculé, produits par un électron d'énergie cinétique E entièrement absorbé dans le radiateur.

$p(E)dE$: probabilité pour un électron émis par la source d'avoir une énergie cinétique comprise entre E et $E + dE$.

E_M est toujours l'énergie de seuil de l'effet Cerenkov

E_o est l'énergie maximale du spectre de rayonnement β émis par la source considérée.

Dans le cas d'une transition permise $p(E)$ est donnée par

$$p(E) = \frac{1}{p_o} \cdot f \cdot \frac{(E_o - E)^2 \cdot (E + mc^2)}{\sqrt{E^2 + 2 mc^2 E}} \quad (31)$$

où p_o est une constante de normalisation

$$p_o = \int_0^E f \cdot \frac{(E_o - E)^2 \cdot (E + mc^2)}{\sqrt{E^2 + 2 mc^2 E}} \cdot dE \quad (32)$$

où :

f : fonction de Fermi tenant compte de l'action du champ coulombien sur l'électron émis ; c'est une fonction de Z et de E , tabulée par le National Bureau of Standards (Fa 62).

Z : numéro atomique de l'élément radioactif.

Dans le cas où on utilise une source de rayonnement dont le type de transition est une fois interdite unique, il faut multiplier f dans les expressions de $p(E)$ et p_o par un facteur de forme a

$$a = (E_o - E)^2 + \bigwedge (E^2 + 2 mc^2 E) \quad (33)$$

a dépend de E et de Λ qui est une fonction de Z et de E ; pour effectuer nos calculs nous avons pris pour Λ des valeurs moyennes tirées des courbes de Jack et Davidson (Ja 51).

Les résultats des calculs effectués numériquement sont portés dans le tableau (2)

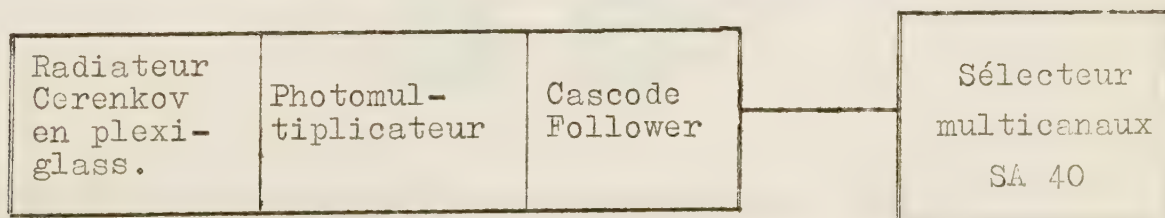
Tableau 2

Source	Type de transition	$\bar{n}_c$
^{32}P	Permise	40,31
^{90}Sr	1 fois interdite unique $\Lambda = 0,92$	2,02
^{90}Y	1 fois interdite unique $\Lambda = 0,92$	69,88
^{204}TP	1 fois interdite unique $\Lambda = 0,80$	4,89

II - Vérifications Expérimentales

A) Le dispositif expérimental

Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé le montage schématisé ci-dessous et représenté sur la fig.(9)



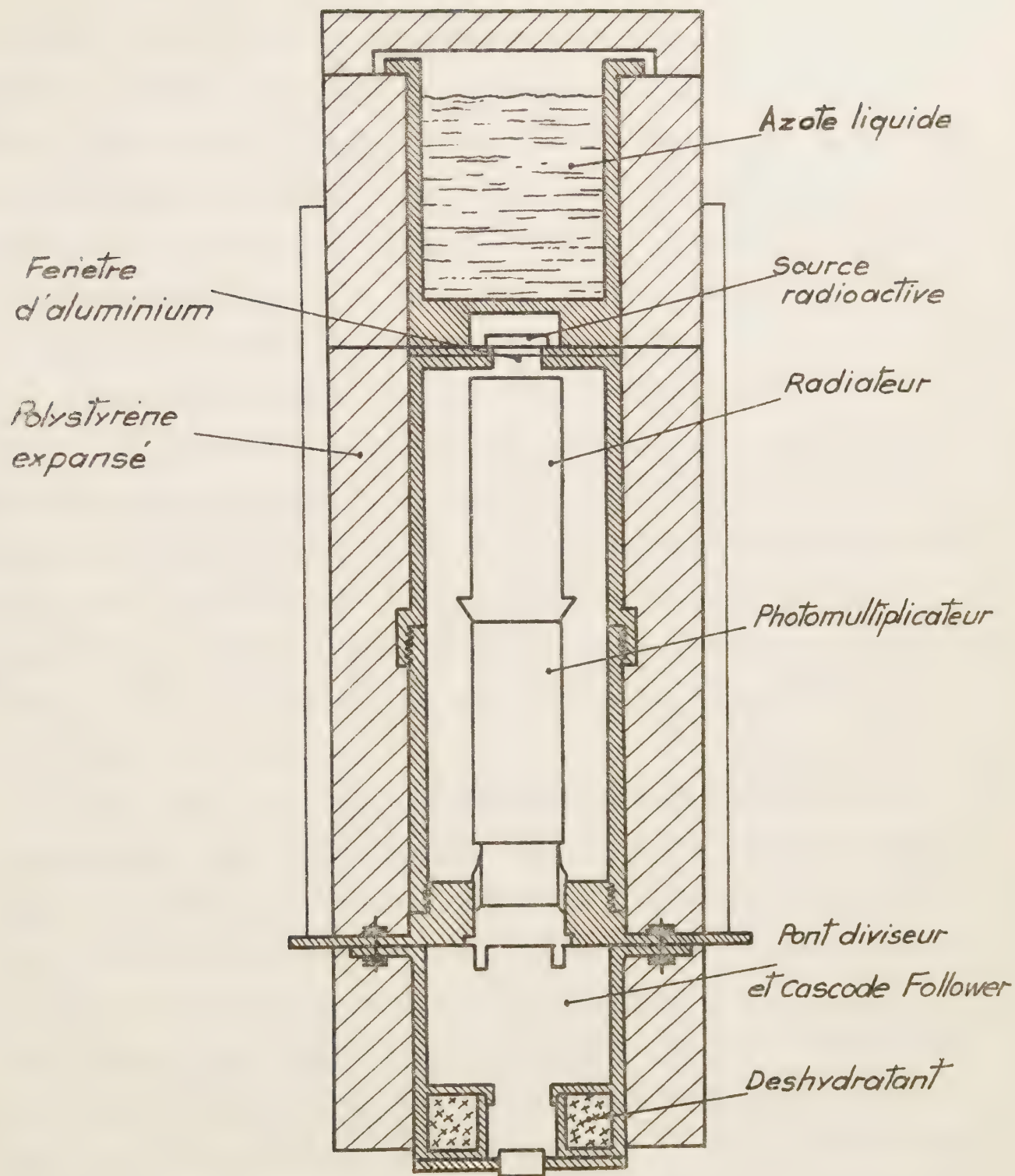


Fig. 9 Dispositif expérimental pour l'étude
 de la réponse d'un radiateur.

Le radiateur en plexiglass est de forme cylindrique; son diamètre (46 mm) est approximativement le même que celui de la photocathode, afin d'optimiser le rendement de collection de la lumière ; sa hauteur (120 mm) est pour les énergies étudiées, très supérieure au parcours des électrons, ce qui nous assure de leur absorption complète. La fenêtre d'entrée du photomultiplicateur est directement couplée au radiateur par un joint optique réalisé à l'huile de silicone de grande viscosité.

Les premiers radiateurs utilisés pour le détecteur initial étaient entièrement aluminisés ; on pensait ainsi améliorer le rendement de collection de la lumière. A la suite de remarques faites par Stroot et Meunier à ce sujet, nous avons réalisé des expériences comparatives, où nous avons calculé, la charge Q apportée sur l'anode du photomultiplicateur pour les spectres β du ^{90}Sr , du ^{32}P , du ^{204}Tl et les spectres γ du ^{60}Co , ^{54}Mn , ^{65}Zn et ^{109}Cd .

Ces expériences ont été réalisées successivement avec le radiateur nu, puis métallisé sous vide et enfin simplement enveloppé d'une feuille d'aluminium non collée. Contrairement à ce que l'on pouvait penser à priori, c'est lorsque le radiateur est nu que le rendement de collection de la lumière est optimum ; il est à peine altéré par une feuille d'aluminium non collée, mais par contre réduit d'un facteur 2 lorsque le radiateur est aluminisé, ceci s'explique par le fait que dans le cas du radiateur nu, la lumière est acheminée exclusivement par réflexion totale. C'est donc à l'aide d'un radiateur simplement poli que nous réaliserons ces expériences.

Le photomultiplicateur 56 AVP (Radiotechnique) est alimenté selon la répartition A donnée par le constructeur et dont nous donnerons le schéma dans le chapitre III. L'impulsion est sortie sur l'anode qui est chargée par une résistance de 20 k Ω .

Le "cascode follower" jouant ici le rôle d'adaptateur d'impédance est une cathode follower classique dont la résistance de charge est constituée par un second tube ; il présente par rapport à ce dernier montage les avantages réunis d'une impédance de sortie encore plus faible, d'une plus grande linéarité et d'une meilleure stabilité de gain (Jo 63).

Les impulsions en provenance de la sonde ainsi réalisée sont ensuite dirigées sur un sélecteur d'amplitude à 400 canaux qui affichera sur l'écran de son oscilloscope le spectre des hauteurs d'impulsions.

Le dispositif, utilisé à la température ordinaire pour faire le spectre Cerenkov de nos sources β et γ de très faibles activités, ne nous a pas permis d'obtenir de bons résultats ; les spectres sont très difficiles à exploiter en raison de leur rapport signal-bruit très médiocre. Dans certains cas nous avons même pu observer que le spectre était entièrement noyé dans le bruit de fond.

Afin d'améliorer ce rapport signal-bruit nous avons pensé, ainsi que le préconisent de nombreux auteurs, à refroidir le photomultiplicateur. De cette façon on diminue considérablement le nombre de petites impulsions du début du spectre, impulsions qui sont dues à l'émission thermoélectronique des dynodes et principalement de la première. On diminue également le palier du spectre du bruit de fond qui correspond à l'émission thermoélectronique de la photocathode.

Pour refroidir le photomultiplicateur, nous avons placé la sonde complète (radiateur + photomultiplicateur + cascode) dans une enceinte métallique calorifugée, dont la partie supérieure est en contact avec un récipient contenant de l'azote liquide. De cette façon, le froid s'achemine par conduction vers la photocathode du photomultiplicateur et on obtient vers celle-ci une température voisine de -80°C .

Nous avons pris soin de ne point trop abaisser la température de la photocathode car Widmaier et Engstons (Wi 55) ont montré qu'une cathode en Cs_3Sb devient isolante à -200°C et qu'ainsi sa photosensibilité décroît avec la température.

Nous avons soumis au refroidissement plusieurs photomultiplicateurs 56 AVP et nous avons remarqué que la plupart se comportaient fort mal, et donnaient lieu à de brusques variations de bruit de fond. Ces variations sont très facilement observables par leurs répercussions sur le temps mort du sélecteur ; elles ont déjà été signalées par Bertolaccini et Cova (Be 63). Aucune explication ne peut en être donnée actuellement.

Toutefois parmi notre stock de photomultiplicateurs, nous avons pu en sélectionner deux dont le refroidissement ne donnait lieu à aucun phénomène de ce genre. Nous avons constaté que le bruit de fond pouvait être réduit dans un rapport pouvant aller jusqu'à 5.10^{-3} .

L'expérience (fig. 10) nous a appris qu'il faut environ 3 heures pour atteindre ce résultat avec notre dispositif ; le bruit de fond cesse alors de décroître et se stabilise parfaitement, le système se trouvant thermostaté à la température d'équilibre thermique.

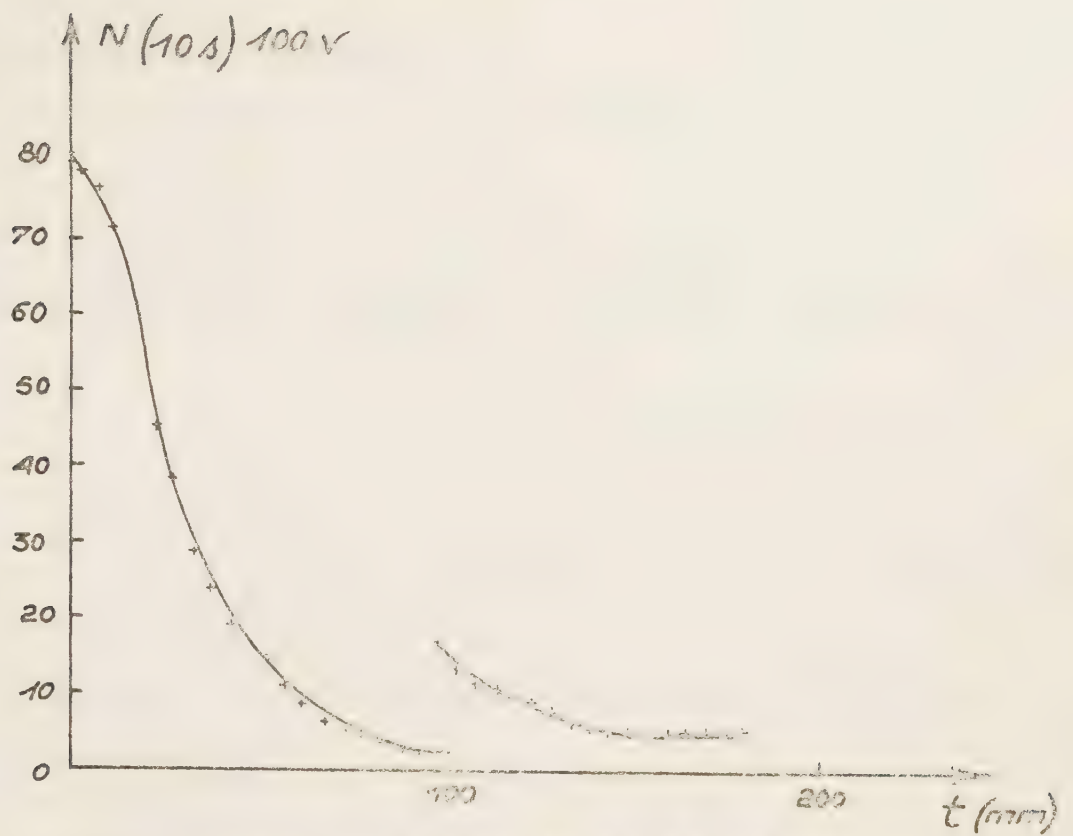


Fig. 10 . Décroissance du bruit de fond.

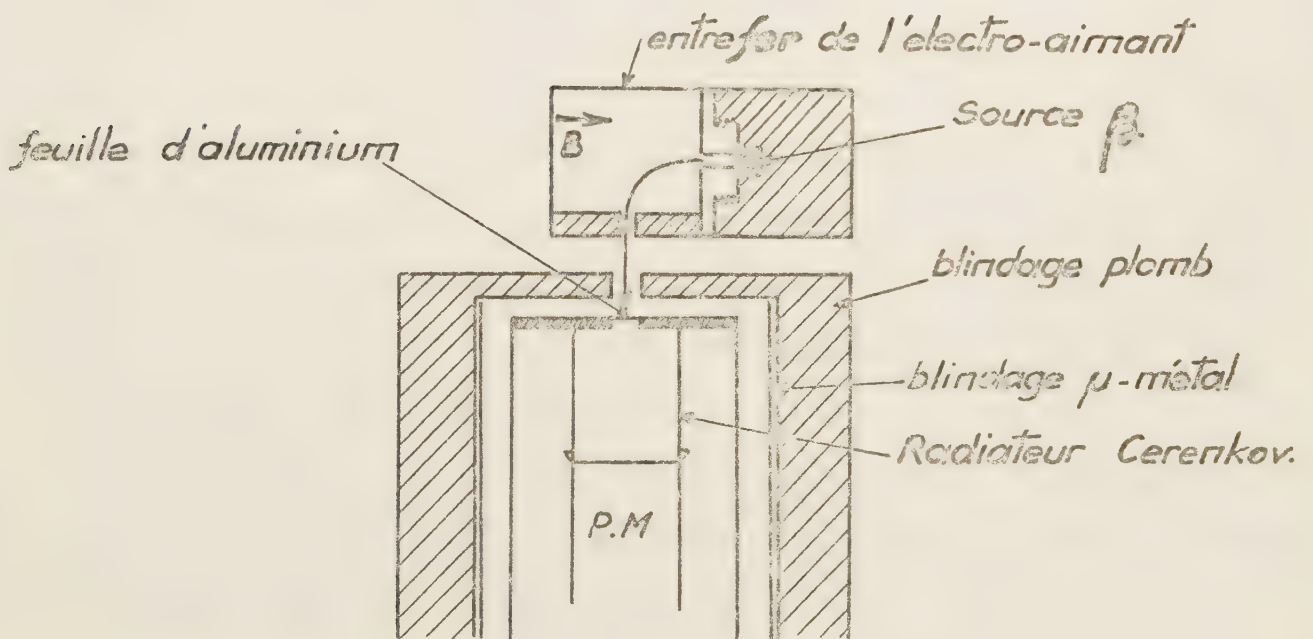


Fig. 11 Dispositif de production d'électrons monocinétiques

B) Interprétation des spectres

Il s'agit de vérifier à l'aide des spectres obtenus la loi théorique $n_c = f(E)$

Calculons la charge totale Q apportée à l'anode par unité de temps ; chaque impulsion de hauteur V apporte à l'anode une charge :

$$q = C \cdot \frac{V}{g}$$

g est le gain de l'électronique située entre l'anode et l'appareil de mesure ($V = g \cdot v$ avec v hauteur de l'impulsion à l'anode)

C est la capacité anode-masse.

Pour dN impulsions de hauteur comprise entre V et $V + dV$ l'anode reçoit une charge :

$$dQ = q \cdot dN$$

L'anode reçoit donc par unité de temps :

$$Q = \int dQ = \int q \cdot dN$$

Soit :

$$Q = \frac{C}{g} \int V \cdot dN \quad (34)$$

D'autre part nous pouvons calculer Q à partir du nombre d'électrons qui pénètrent dans le radiateur par unité de temps ; soit A ce nombre ; chaque électron produit n_c photons équivalents par effet Cerenkov.

Si R est le rendement quantique de collection et η_0 l'efficacité de la photocathode, nous savons (27) que le nombre de photoélectrons produits à la photocathode est :

$$N_e = R \cdot \eta_0 \cdot n_c \cdot A$$

Ces N_e photoélectrons apportent à l'anode une charge Q

$$Q = N_e \cdot G \cdot e$$

où G est le gain du photomultiplicateur et e la charge de l'électron.

Donc :
$$Q = R \eta_0 n_c \cdot A \cdot G \cdot e \quad (35)$$

L'égalité de (34) et (35) conduit à :

$$\frac{\int \frac{V}{A} \frac{dN}{n_c} = \frac{R \eta_0 G e g}{c}$$

Or, pour un ensemble donné (radiateur - photomultiplicateur - électronique)

$$\frac{R \eta_0 G e g}{c} = C^{te} = K$$

la loi expérimentale étant $n_c = f(E)$, nous avons donc à vérifier que :

$$\int \frac{V}{A} \frac{dN}{n_c} = K n_c = K f(E)$$

Pour cela nous réalisons i expériences à des énergies différentes des électrons et nous posons pour la $i^{ème}$

$$Z_i = \int \frac{V}{A} \frac{dN}{n_c} \quad \text{et} \quad z_i = n_c \quad (\text{théorique})$$

Nous ajustons la fonction expérimentale Z_i à la fonction théorique Kz_i de façon que :

$$S = \sum_i (Z_i - Kz_i)^2 \quad \text{soit minimale}$$

c'est-à-dire que nous déterminons la valeur de K telle que

$$\frac{dS}{dK} = 0$$

$$\frac{dS}{dK} = - 2 \sum_i Z_i z_i + 2 \sum_i K z_i^2$$

Soit :

$$K = \frac{\sum_i Z_i z_i}{\sum_i z_i^2}$$

Ensuite nous portons sur le même graphique la courbe théorique et

C) Expériences.

1/ Avec les électrons monocinétiques

Afin d'obtenir des électrons monocinétiques nous avons utilisé le dispositif schématisé sur la fig. 11. Les électrons, issus d'une source de $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ de 22 mc passent dans l'entrefer d'un électro-aimant qui permet de les sélectionner en énergie. Les courbes d'étalonnage du dispositif en énergie et en intensité sont portées sur les fig. 12 et 13. La précision sur l'étalonnage en énergie est de l'ordre de 1 % à 1 MeV.

Nous avons déterminé $\int V dN$ pour chaque énergie comprise entre 0,4 à 1,9 MeV, puis par la méthode des moindres carrés décrite précédemment nous avons calculé K ; enfin nous avons déterminé les points expérimentaux $\frac{\int V dN}{K A}$ que nous avons consignés dans le tableau (3) et reportés sur la figure (14) en comparaison avec la courbe théorique.

Remarque

Aux très basses énergies, nous avons trouvé un n_c expérimental supérieur au n_c théorique, ce fait peut être attribué à une légère scintillation dans le plexiglass.

2/ Rayonnement β .

Les expériences réalisées avec les sources de rayonnement β ont encore permis de confirmer les valeurs théoriques de n_c .

Nous avons porté en abscisses de la fig. 15 les valeurs théoriques de n_c et en ordonnées les valeurs expérimentales.

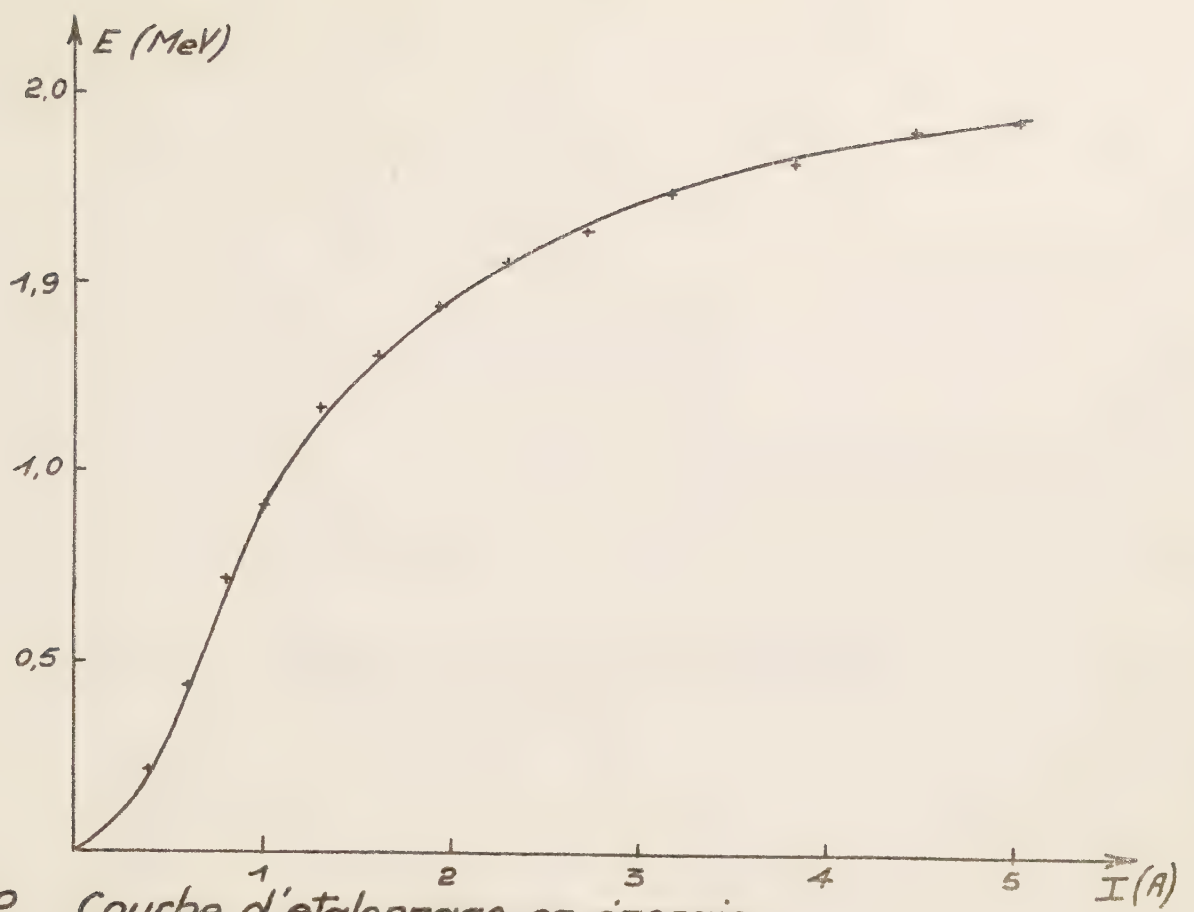


Fig. 12 Courbe d'étalonnage en énergie.

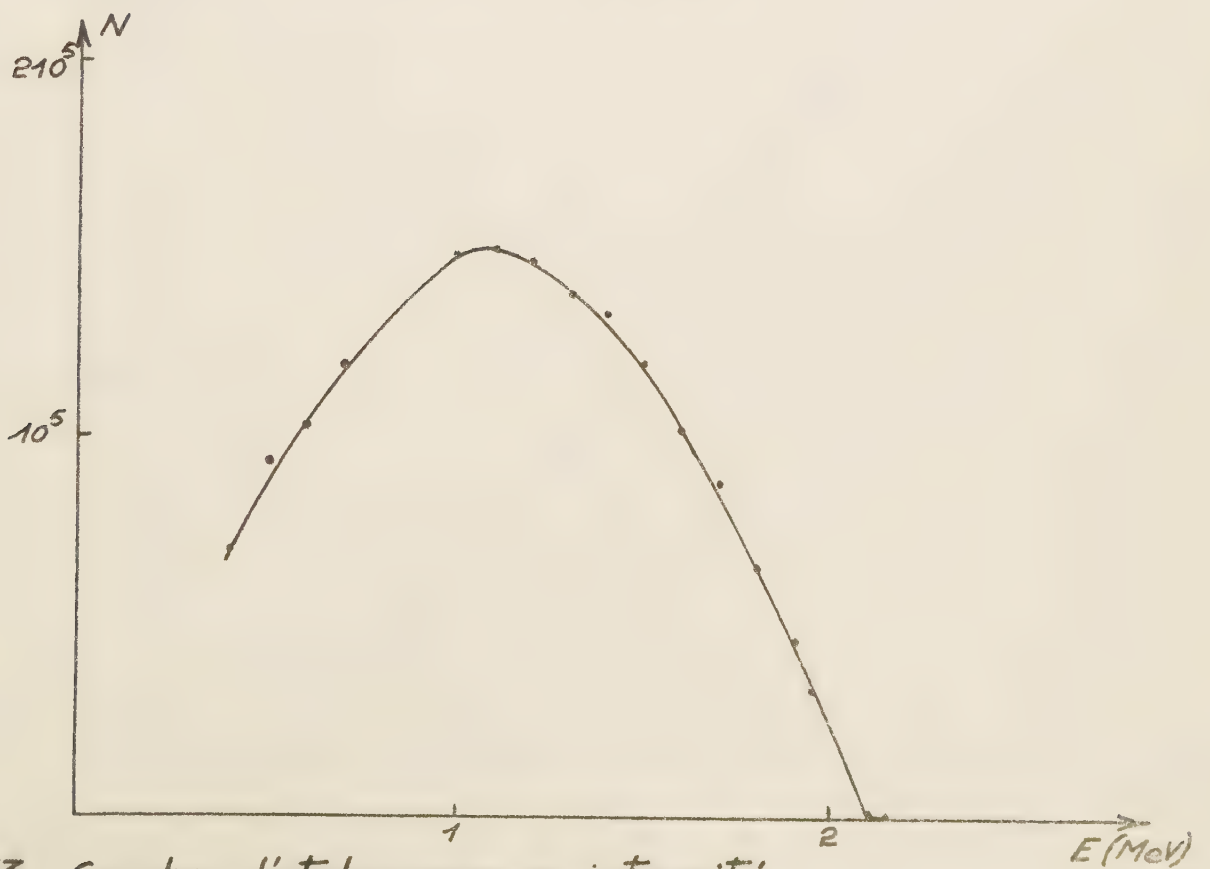
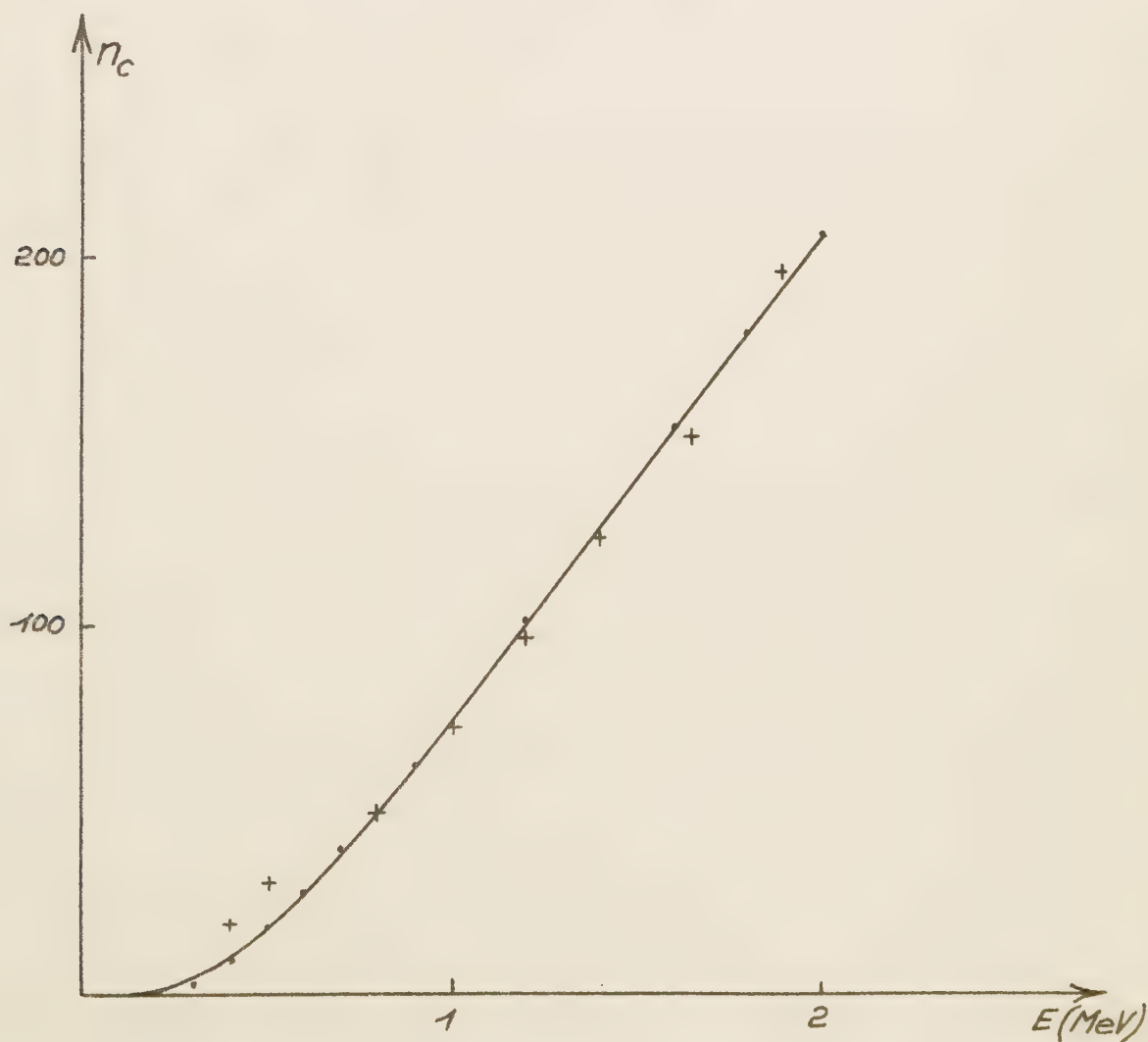


Fig. 13 Courbe d'étalonnage en intensité.

T A B L E A U 3

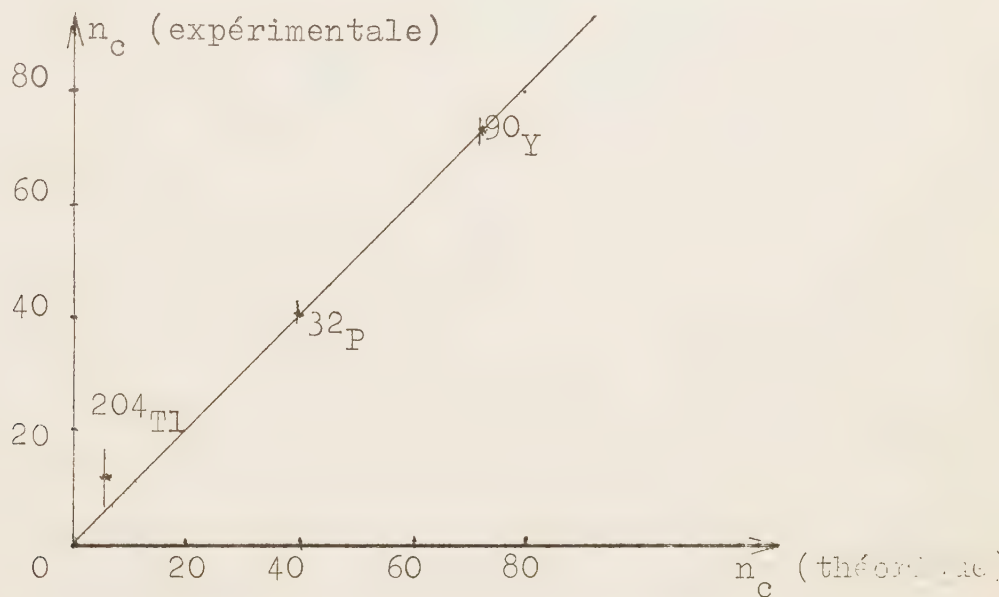
E (MeV)	0,4	0,5	0,8	1,0	1,2	1,4	1,65	1,9
$n_{(c)}_{\text{exp}}$	19,5	31,3	49,2	72,3	96,3	124	151,5	199

Fig. 14 Résultats expérimentaux.



On remarque que le phénomène déjà observé aux très faibles énergies dans le cas des électrons monocinétiques se reproduit pour ^{204}Tl .

Figure 15



CHAPITRE III

LE DETECTEUR

En nous fixant pour but de déterminer l'efficacité de détection du dispositif initial décrit dans (Ch. 63) Thèse C.N.A.M., nous avons été du même coup conduit à envisager différentes modifications susceptibles d'améliorer cette efficacité.

Ces modifications portent sur le système de détection lui-même à savoir le milieu de matérialisation et les radiateurs Cerenkov, mais aussi sur l'électronique associée au détecteur qui a été complétée afin d'améliorer la résolution du système.

Nous avons représenté sur la figure (16) un schéma synoptique du détecteur tel que nous l'avons utilisé pour nos mesures.

A) Le milieu de matérialisation

Le milieu de matérialisation doit satisfaire simultanément à deux exigences :

- Avoir une section efficace de production de paires aussi grande que possible.
- Ne pas absorber les électrons résultants de la matérialisation des photons.

C'est pourquoi nous avons conservé l'or comme milieu de matérialisation en raison de son numéro atomique élevé et de la possibilité qu'on a de l'obtenir sous forme de feuilles minces. Mais utilisant les résultats d'une première expérience réalisée à la faculté des Sciences d'Orsay (Av 64) nous avons choisi un jeu de cibles minces (épaisseur d'une cible : 10μ), car il a été vérifié que des cibles plus épaisses absorbent une grande partie des électrons produits par la matérialisation.

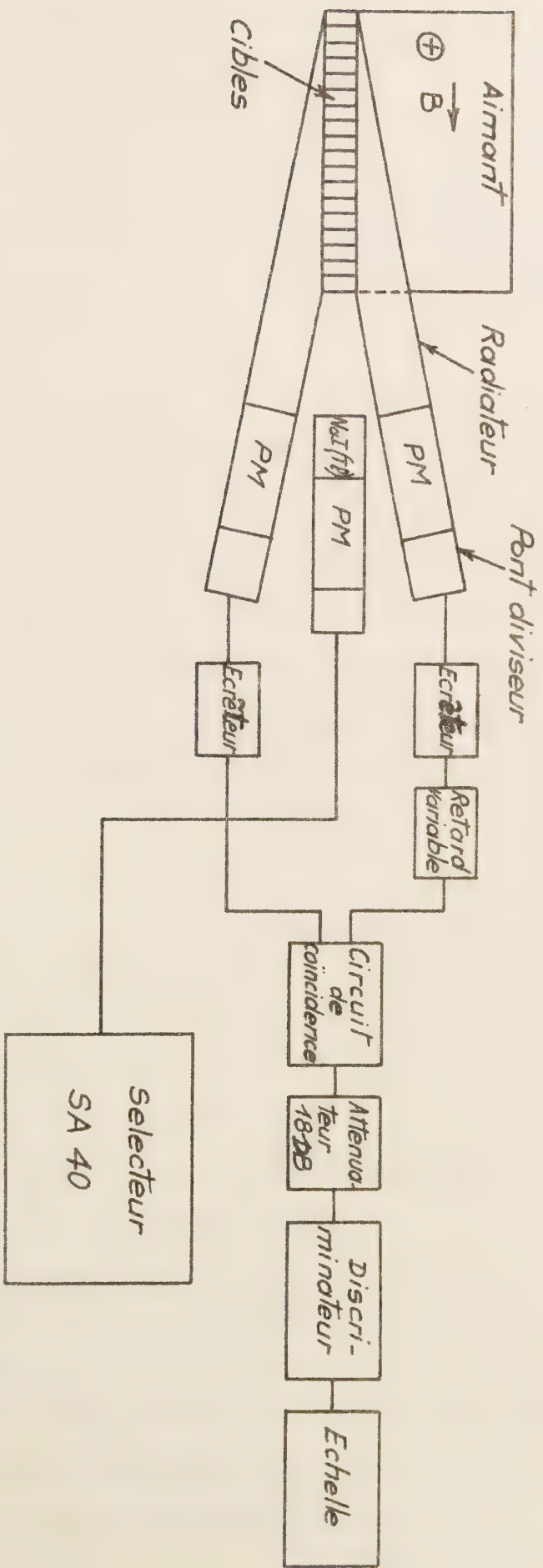


Fig. 16 Schéma synoptique du sélecteur.

B) Les radiateurs Cerenkov

La forme et la disposition géométrique des radiateurs ayant été conçues en fonction de la trajectoire des électrons et pour la meilleure focalisation possible de la lumière vers les photomultiplicateurs, nous nous sommes attachés principalement à diminuer les pertes par reflexion d'une lumière dont l'intensité est déjà très faible.

C'est pourquoi, en nous appuyant sur les résultats acquis à l'occasion des expériences décrites dans le chapitre précédent, nous avons abandonné les radiateurs entièrement aluminisés, par métallisation sous vide. Nous les avons remplacés par des radiateurs entourés par une feuille d'aluminium mince (10μ) où seule la face d'entrée des électrons est encore aluminisée (1μ) ; ceci afin d'éviter un trop grand ralentissement des électrons. De cette façon nous avons presque pu doubler notre rendement de collection de la lumière.

Remarque

Ainsi que nous avons pu le voir, il eut été préférable, du point de vue rendement de collection, d'utiliser des radiateurs simplement polis. Notre solution représente un compromis entre l'objectif d'obtenir un rendement de collection maximum et la nécessité d'empêcher un photomultiplicateur de "voir" la lumière se produisant dans l'autre radiateur.

C) L'électronique associée au sélecteur

L'efficacité du détecteur dépendant dans une large mesure de la fidélité de l'électronique, celle-ci doit être stable et suffisamment sensible pour pouvoir enregistrer toutes les matérialisations se produisant dans les cibles.

Nous allons voir successivement toutes les modifications que nous avons apportées au dispositif initial dont nous avons finalement remplacé tous les éléments.

a/ Les photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs sont chargés de convertir l'impulsion lumineuse produite dans les radiateurs par effet Cerenkov, en impulsion électrique directement utilisable par les circuits électroniques.

Il faut donc que les photomultiplicateurs retenus soient très sensibles car l'effet Cerenkov ne produit que très peu de photons aux basses énergies. Ils doivent également conserver la rapidité de l'information physique, c'est-à-dire délivrer une impulsion ayant un temps de montée très court.

Ce sont pour ces différentes raisons que les constructeurs avaient utilisé des photomultiplicateurs 56 AVP qui ont de plus un gain de conversion élevé.

D'autre part étant donné que l'information Cerenkov produit des impulsions dont l'amplitude est du même ordre que celle des impulsions du bruit de fond, nous avons pensé à diminuer ce dernier afin d'améliorer le rapport signal-bruit. Pour ce faire, nous avons remplacé les 56 AVP par des photomultiplicateurs plus récents du type 56 AVP 03, qui tout en ayant les mêmes qualités que les anciens ont de plus l'avantage d'avoir un bruit de fond plus faible.

Nous les avons alimentés par de très hautes tensions du type SAIP stabilisées à 2.10^{-4} , en utilisant la répartition dite A (fig. 17) qui permet d'obtenir un gain élevé (gain de 10^8 à 2 000 V)

A la suite d'expériences tests, réalisées à l'aide d'une source de rayonnement β ($^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$) et en remplaçant les radiations Cerenkov par des scintillateurs S P F de même forme, nous

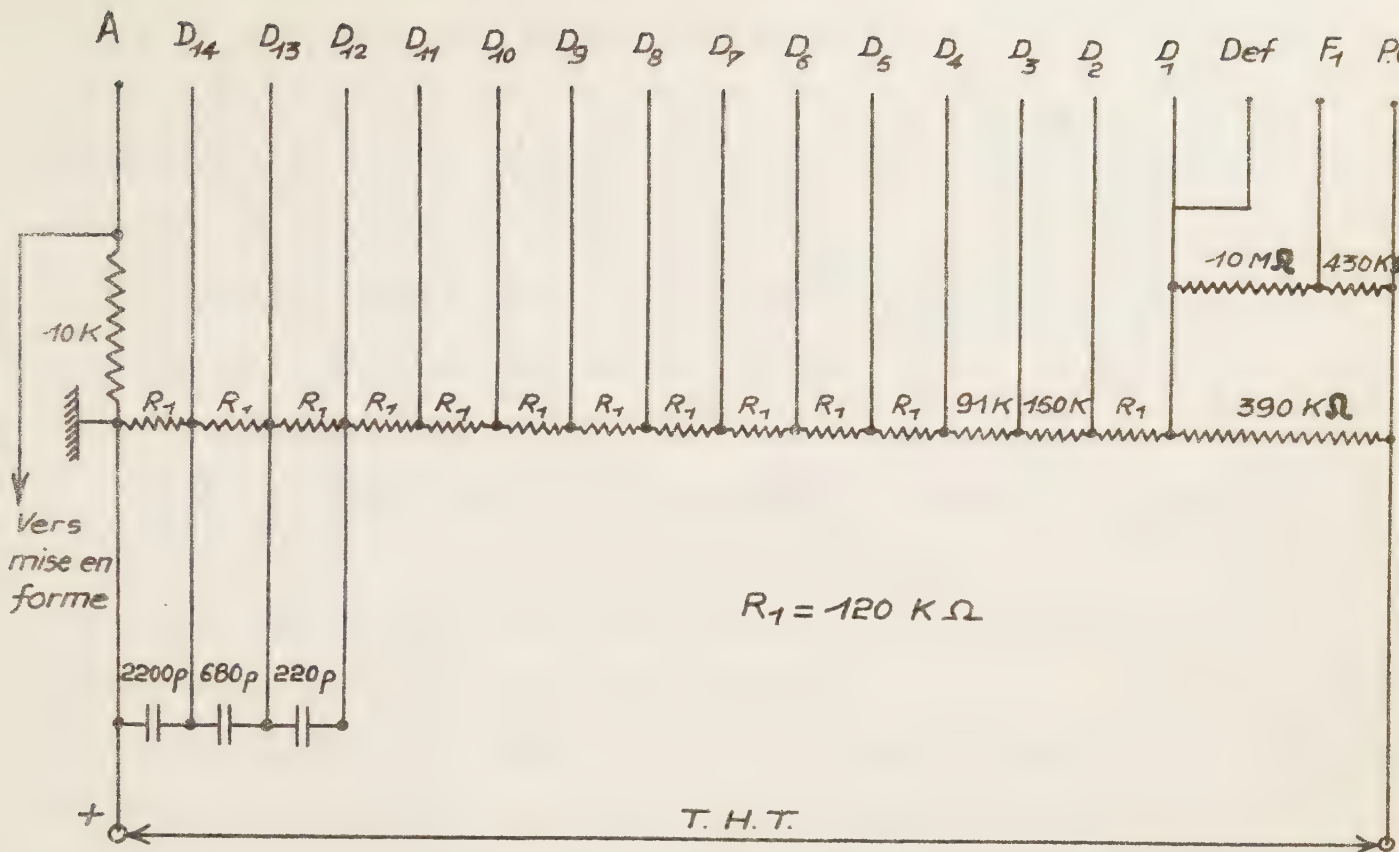


Fig. 17 Pont diviseur de tension.

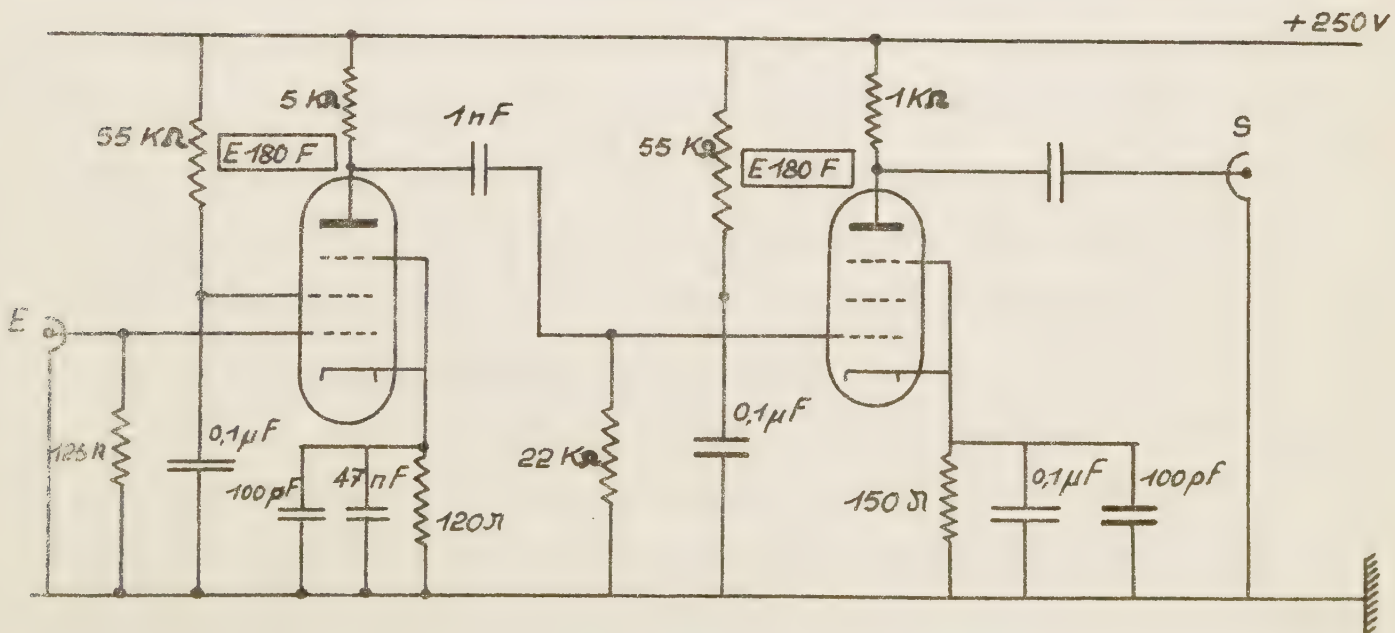


Fig. 18 Circuit de mise en forme.

avons pu constater que le blindage magnétique en μ -métal des photomultiplicateurs n'était pas suffisant. Nous avons rajouté deux épaisseurs de 0,5 mm de μ -métal en débordant largement la photocathode (de 2 cm) ; de cette façon nous avons pu vérifier que l'influence du champ créé par l'aimant n'introduisait pas sur le spectre une variation supérieure à 1 %.

b/ Les préamplificateurs

Les préamplificateurs originaux délivraient une impulsion positive ; nous devons donc leur adjoindre un tube inverseur pour pouvoir attaquer convenablement notre nouveau circuit de coïncidence avec des impulsions négatives.

L'élévation de température qui en aurait résulté à l'intérieur des enceintes formées des photomultiplicateurs aurait augmenté le bruit de fond dans des proportions inacceptables ; c'est pourquoi nous avons pris le parti de réaliser des circuits de mise en forme extérieurs au détecteur.

Ces circuits que nous avons schématisés sur la figure 18 délivrent des impulsions négatives de 6 volts. Ils sont constitués par deux tubes rapides E 180 F, le premier jouant un rôle d'écrêteur, le second étant un inverseur de faible gain. Les entrées de ces circuits sont fermées sur l'impédance caractéristique du câble de liaison avec l'anode des photomultiplicateurs.

c/ Le circuit de coïncidence S A I P

Le circuit de coïncidence S.A.I.P. a ses deux entrées fermées sur l'impédance caractéristique du câble ; les impulsions sont ensuite mises en forme (fig. 19) respectivement par deux tubes E 280 F dont la charge d'anode est constituée par une inductance formant avec les capacités parasites un circuit résonnant sur une fréquence d'environ 25 MHz.

Une impulsion négative envoyée sur la grille de commande d'un tube E 280 F bloque celui-ci très rapidement, le courant est alors coupé rapidement dans l'inductance de charge anodique et il apparaît sur l'anode une impulsion positive dont la durée mesurée à la base est égale à une demi-période de la sinusoïde correspondant à la fréquence de résonance de la charge inductive d'anode (soit environ 20 ns à la base).

Les impulsions provenant de ces deux mises en forme sont ensuite mises en coïncidence (fig. 20) sur les grilles de commande de deux tubes 6 BN 6 branchés en parallèle.

Le courant anodique ne circule que pendant le temps de coïncidence des deux impulsions envoyées sur les deux paires de grille. Selon le retard apporté sur une entrée ou sur l'autre, on recueillera une impulsion négative d'amplitude variable, le maximum étant atteint dans le cas d'un synchronisme parfait sur les deux voies.

Suit un amplificateur à large bande et une cathode asservie utilisée comme adaptateur d'impédance.

Un tel circuit utilisé dans des conditions soigneusement déterminées peut permettre des temps de résolution de quelques dixièmes de nanoseconde .

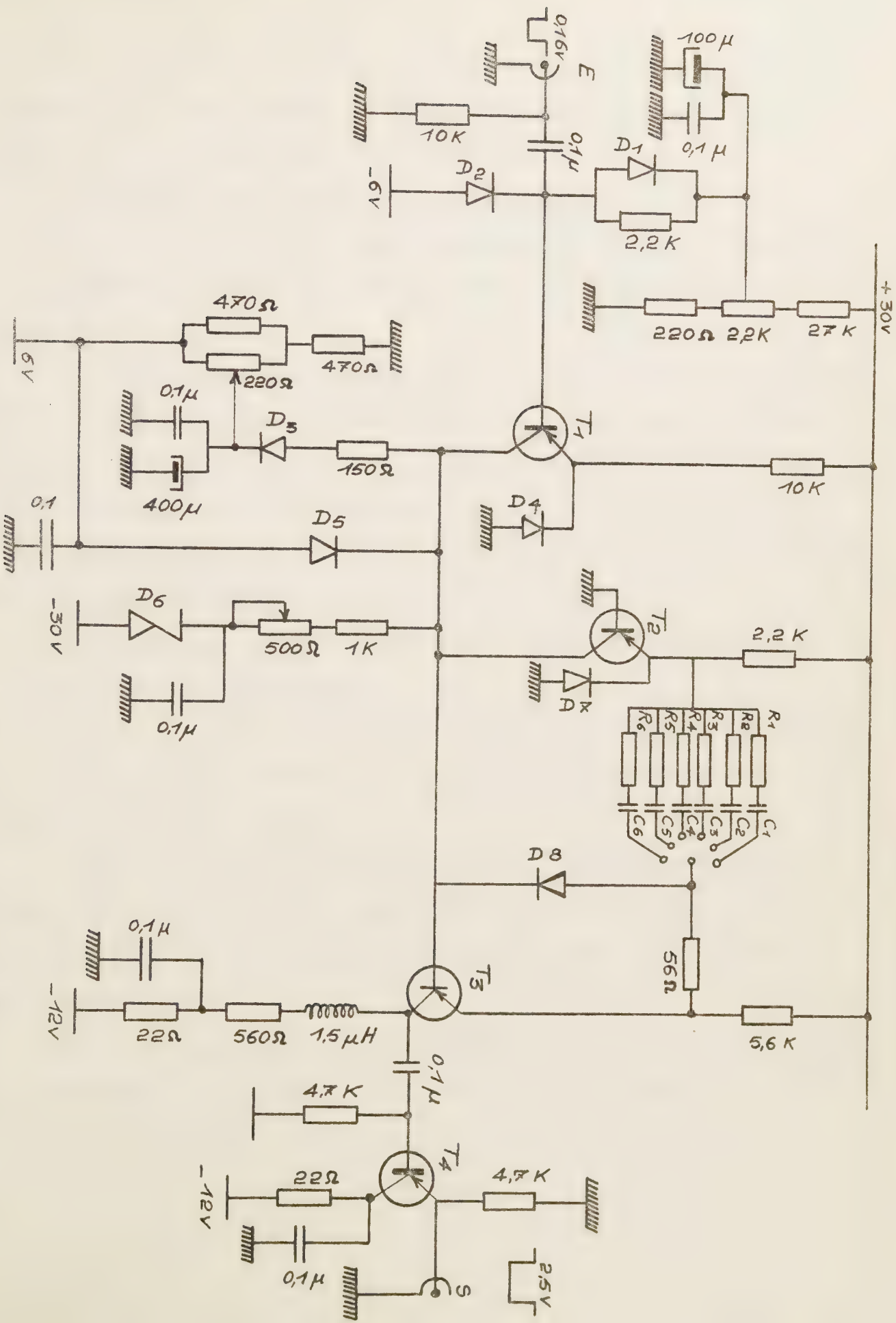
d/ Le discriminateur.

Nous avons intercalé ce circuit entre le circuit de coïncidence et l'échelle de comptage ; il a pour but d'améliorer encore le temps de résolution en ne sélectionnant que les plus hautes impulsions, délivrées par le circuit de coïncidence.

Ce circuit représenté sur la figure 21 ne délivrera une impulsion carrée que si l'impulsion d'entrée est supérieure à un certain seuil variable, que nous pouvons régler en jouant sur la polarisation de base du transistor T_1 .

Fig. 21

Circuit discriminateur



Les transistors T_2 et T_3 effectuent la mise en forme de l'impulsion qui est ensuite sortie sous faible impédance par le transistor T_4 branché en "émetteur fallower".

e/ Alimentation stabilisée à transistors

Pour alimenter notre discriminateur nous avons dû construire une alimentation stabilisée à transistors que nous avons représenté sur la figure 22.

Le courant pris sur le secondaire d'un transformateur (220 - 35 V) est redressé par deux diodes BY 114. La tension de référence est fixée par une diode Zener OA 126 et appliquée à l'émetteur du transistor OC 75 qui joue le rôle d'amplificateur d'erreur et commande le transistor ballast OC 36 par l'intermédiaire d'un amplificateur de puissance (OC 140).

Le transistor OC 77 joue le rôle de prérégulateur.

f/ Sonde à scintillation

Nous avons complété le dispositif par une sonde à scintillation que nous avons placée entre les deux détecteurs Cerenkov, sur le trajet des rayons gamma.

Cette sonde "Quartz et Silice" (Réf : Scintibloc 44 S 51) équipée d'un photomultiplicateur EMI 9584 et d'un adaptateur transistorisé S 24 X est reliée à un sélecteur d'amplitude à 400 canaux.

De cette façon nous pouvons connaître en permanence le spectre du rayonnement qui traverse les cibles (dans le domaine d'énergie de nos expériences).

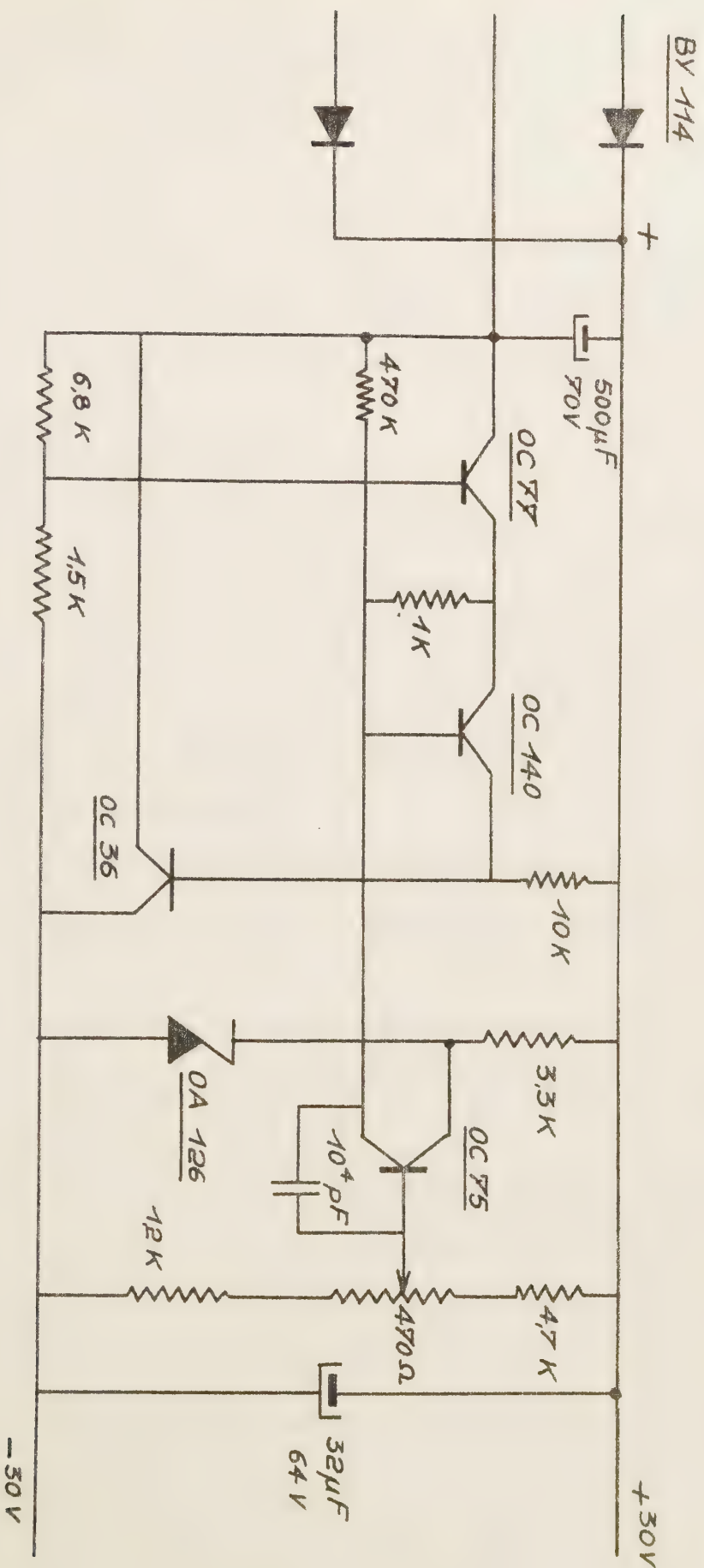


Fig. 22 Alimentation Transistorisée

DETERMINATION THEORIQUE DE L'EFFICACITE DE DETECTION DU DISPOSITIF

I - Etude qualitative

On suppose que les conditions de collimation sont parfaitement réalisées, c'est-à-dire que le flux de photons passe entièrement à travers les cibles en or et ne rencontre aucune autre pièce du détecteur; examinons les différents paramètres qui interviennent pour l'efficacité de détection.

Soit un photon d'énergie E qui pénètre dans le détecteur, examinons quelles doivent être les conditions réalisées pour que l'on observe une coïncidence sur l'échelle de comptage.

Il faut d'abord que le photon interagisse avec les cibles en or de façon à donner deux particules détectables ; ceci peut se produire, soit par le processus de matérialisation auquel cas, nous avons éjection d'un positon et d'un négaton, soit par le processus d'effet Compton qui donne lieu à l'éjection d'un photon et d'un négaton.

Il faut ensuite que chacune des particules ainsi formées pénètrent dans un radiateur : nous devons donc faire intervenir un facteur d'angle solide de détection.

Enfin il ne pourra y avoir de coïncidence que si les deux radiateurs donnent à la fois une impulsion détectable, c'est-à-dire qu'il faut faire intervenir ici le rendement de détection individuel de chacun des deux radiateurs.

Dans une première étude nous ne tiendrons compte que du phénomène de matérialisation ; cette hypothèse est parfaitement justifiable, surtout au voisinage de 10 MeV où l'effet Compton devient négligeable devant le processus de production de paires.

D'autre part dans le cas d'une interaction Compton dans les cibles, le négaton formé ira dans un radiateur et donnera une impulsion détectable si son énergie est suffisante ; par contre, le photon diffusé ne pourra être détecté par le second radiateur que s'il y produit une seconde interaction pour laquelle l'électron formé ait lui-même une énergie supérieure au seuil Cerenkov.

II - Etude quantitative

Nous appellerons :

X_E : le nombre de photons d'énergie E qui pénètrent dans le radiateur.

n_E : le nombre de coïncidences détectées sur l'échelle pour les X_E photons ayant pénétré dans le détecteur.

p_E : la probabilité de matérialisation dans l'ensemble des cibles en or.

$N_E = p_E X_E$ le nombre de matérialisations dans les cibles en or.

$d\Omega$: la fraction d'angle solide dans laquelle les deux particules peuvent être détectées.

A) Détermination de l'efficacité du dispositif

Pour un photon d'énergie E , les énergies cinétiques de chacun des électrons formés peuvent varier de 0 à $M = E - 2m_0c^2$. Considérons une paire dont l'énergie cinétique du positon est E_i et celle du négaton $M - E_i$.

Appelons : $\sigma(E_i)$ l'efficacité de détection du positon
 $\sigma(M - E_i)$ " " négaton

la probabilité F_i d'obtenir une telle paire est donnée par les formules de Bethe et Heitler.

Donc chaque paire produite par des photons d'énergie E sera finalement détectée avec une efficacité $\sum_E$ telle que :

$$\sum_E = \int_0^M \sigma(E_i) \cdot \sigma(M - E_i) F_i \cdot di / \int_0^M F_i di$$

et nous aurons $n_E = X_E \cdot p_E \cdot d\Omega \cdot \sum_E$

1/ Détermination de l'efficacité $\sigma(E)$ d'un radiateur

La méthode employée est inspirée de celle utilisée par G. Pfeffer (Pf 65) pour l'étude d'un spectrophotomètre à électron unique.

On appelle $X = R \cdot n_c$, le nombre de photons Cerenkov arrivant en moyenne sur la photocathode pour un électron d'énergie E pénétrant dans le radiateur. R et η_0 que nous avons déjà définies sont respectivement le rendement quantique de collection de la lumière et l'efficacité quantique de la photocathode.

Ainsi pour les X photons produits par un électron d'énergie E , la probabilité de produire x photoélectrons est :

$$p_X(x) = C_X^x \eta_0^x (1 - \eta_0)^{X-x}$$

avec :

$$C_X^x = \frac{X!}{x! (X-x)!}$$

la valeur moyenne de x est $\bar{x} = X\eta_0$

la probabilité s'exprime :

$$p_X(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \bar{x}}{\sigma} \right)^2 \right]$$

où σ est l'écart type de la distribution

$$\sigma = \sqrt{X\eta_0(1 - \eta_0)} \neq \sqrt{X\eta_0} = \sqrt{\bar{x}}$$

mais dans le cas particulier des faibles flux, c'est-à-dire dans le cas où $\bar{x}$ est petit nous sommes en droit d'utiliser l'approximation à la loi de Poisson.

$$p_X(x) = e^{-\bar{x}} \cdot \frac{\bar{x}^x}{x!}$$

Puisque l'on sait détecter le photoélectron unique, à condition de refroidir le photomultiplicateur, la probabilité d'obtenir une impulsion détectable sera obtenue en sommant $p_X(x)$ pour toutes les valeurs de x comprises entre 1 et l'infini.

$$\sum_{x=1}^{\infty} p_X(x) = \sum_{x=0}^{\infty} p_X(x) - p_X(0) = 1 - e^{-\bar{x}}$$

Appelons $\sigma_E = 1 - e^{-\bar{x}}$ cette fonction qui représente bien l'efficacité de détection d'un électron d'énergie E par le système formé par un radiateur associé à un photomultiplicateur. Donc :

$$\sigma_E = 1 - e^{-Rn_c \eta_0}$$

Dans l'expression de cette fonction, nous connaissons η_0 qui est une caractéristique du photomultiplicateur (donnée du constructeur), nous connaissons la variation de n_c en fonction de l'énergie. Il nous reste à déterminer le rendement de collection R de nos radiateurs pour pouvoir tracer σ_E et $\sum_E$.

2/ Détermination et calcul du rendement de collection R

Nous venons de déterminer l'efficacité σ_E du système radiateur-photomultiplicateur ; supposons qu'il y ait A électrons qui pénètrent dans le radiateur ; le nombre d'impulsions détectées sera :

$$\int dN = A \sigma_E$$

Soit :

$$\int dN = A(1 - e^{-Rn_c \eta_0})$$

Afin de déterminer le rendement de collection R , nous avons réalisé une expérience avec la source étalon de $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, en utilisant le dispositif de refroidissement décrit au chapitre II.

Nous avons déterminé $\int dN$ à l'aide du spectre Cerenkov du radiateur ; nous avons obtenu A en utilisant un scintillateur plastique de même forme que le radiateur (la valeur de A obtenue expérimentalement concorde à 0,5 % près avec la valeur donnée par le fabricant de la source).

Nous pouvons donc déterminer R :

$$R = \frac{1}{\bar{n}_c \eta_0} \text{Log} \frac{1}{1 - \frac{\int dN}{A}}$$

Les photos 1 et 2 montrent les spectres de $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ respectivement avec le scintillateur et avec le radiateur. Le premier donne A , le second $\int dN$ (les échelles sont différentes). Pour effectuer le calcul nous avons utilisé

$\eta_0 = 0,16$ indiqué sur la fiche technique des photomultiplicateurs.

$$\bar{n}_c = 71,90 \quad (\text{cf : Chap. II})$$

$$A = \frac{157\,703}{2} \text{ cps/min}$$

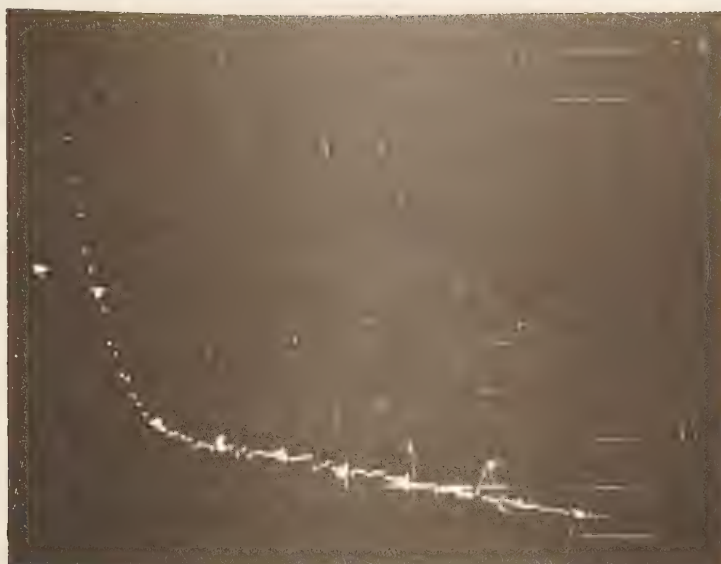
en effet $\frac{A}{2}$ électrons proviennent de la désintégration de ^{90}Y ,
et $\frac{A}{2}$ de celle de ^{90}Sr

Nous avons trouvé $\int dN = 54\,000 \text{ cps/mn}$

$$R = \frac{1}{71,90 \times 0,16} \text{Log} \frac{1}{1 - \frac{54\,000 \times 2}{161\,191}}$$

Soit :

$R = 0,1$



PHOTOGRAPHIE 1

Spectre de $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$
avec scintillateur S.P.F.



PHOTOGRAPHIE 2

Spectre de $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$
avec radiateur Cerenkov

3/ Calcul de σ_E

La fonction représentant l'efficacité d'un radiateur sera donc :

$$\sigma_E = 1 - e^{-Rn_c \eta_0}$$

$$\sigma_E = 1 - e^{-16 \cdot 10^{-3} n_c}$$

Le tableau (4) et la courbe de la figure 23 indiquent les résultats de ce calcul :

Tableau 4

E (MeV)	σ_E	E	σ_E
0,174	0	1,4	0,866
0,200	0,003	1,5	0,893
0,300	0,054	1,6	0,904
0,400	0,145	1,7	0,930
0,500	0,251	1,8	0,943
0,600	0,360	1,9	0,955
0,7	0,461	2,0	0,963
0,8	0,550	2,2	0,974
0,9	0,624	2,4	
1,0	0,695	2,6	
1,1	0,752	2,8	0,994
1,2	0,798	3,0	~ 1
1,3	0,836	5,0	~ 1

4/ Calcul de l'efficacité de détection des paires

Calculons maintenant l'efficacité du système formé par les deux radiateurs sans tenir compte initialement de l'angle solide de détection et de la probabilité de matérialisation.

En d'autres termes on suppose que le photon d'énergie E s'est matérialisé et que les deux électrons sont entrés chacun dans leur radiateur respectif ; l'efficacité de détection de cette paire

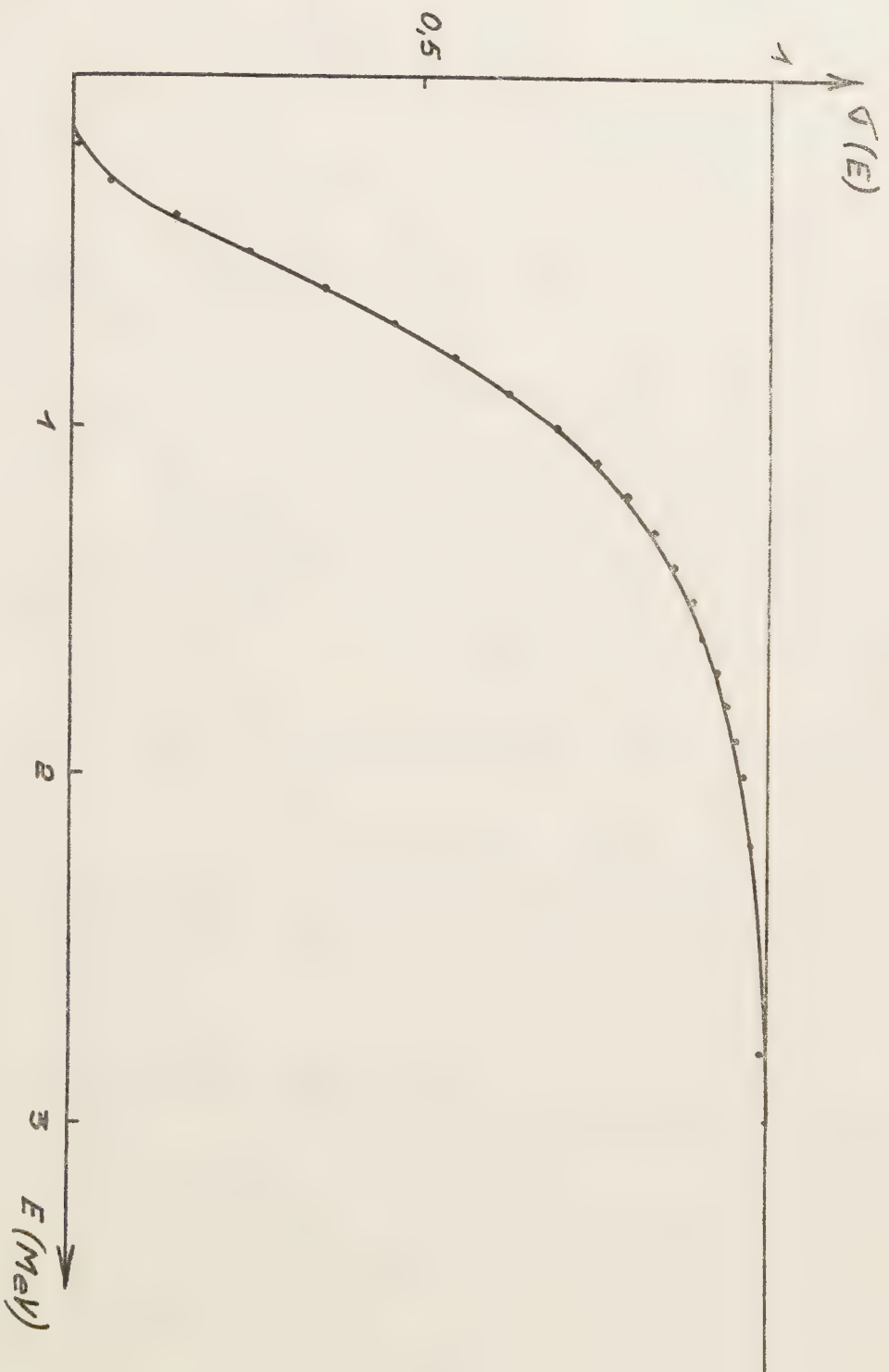


Fig. 23 Efficacité d'un radiateur Cerenkov

est donnée par l'expression :

$$\sum E = \frac{\int_0^M \sigma(E_i) \cdot \sigma(M - E_i) F_i \cdot di}{\int_0^M F_i di}$$

ou $F_i = \frac{\phi_{E_i} (h\nu - 2mc^2)}{\Phi}$

Pour effectuer ce calcul dans la gamme d'énergie qui nous intéresse nous devons distinguer deux cas :

a) Effet d'écran négligeable (valable jusqu'à $10 mc^2$)

Nous avons programmé le calcul en donnant à ϕ_{E_i} l'expression (5-Chap.1); les résultats sont portés dans le tableau ci-dessous et sur la courbe de la figure 24.

$E (mc^2)$	$\sum E$	E	$\sum E$
5,127	0,138	8	0,515
6	0,285	9	0,593
7	0,413	10	0,653

Remarque :

Quoique inexact au delà de $10 mc^2$ le calcul a été poursuivi jusqu'à $60 mc^2$ et les points ont été portés sur la courbe de la figure (24)

b) Effet d'écran appréciable

Au delà de $10 mc^2$, il est nécessaire de faire intervenir une correction d'effet d'écran.

D'après les courbes données par Segré (Se 52 p. 368) elle peut être évaluée à :

4 %	à $20 mc^2$
4,85 %	à $30 mc^2$
5,8 %	$40 mc^2$
6,25 %	$50 mc^2$

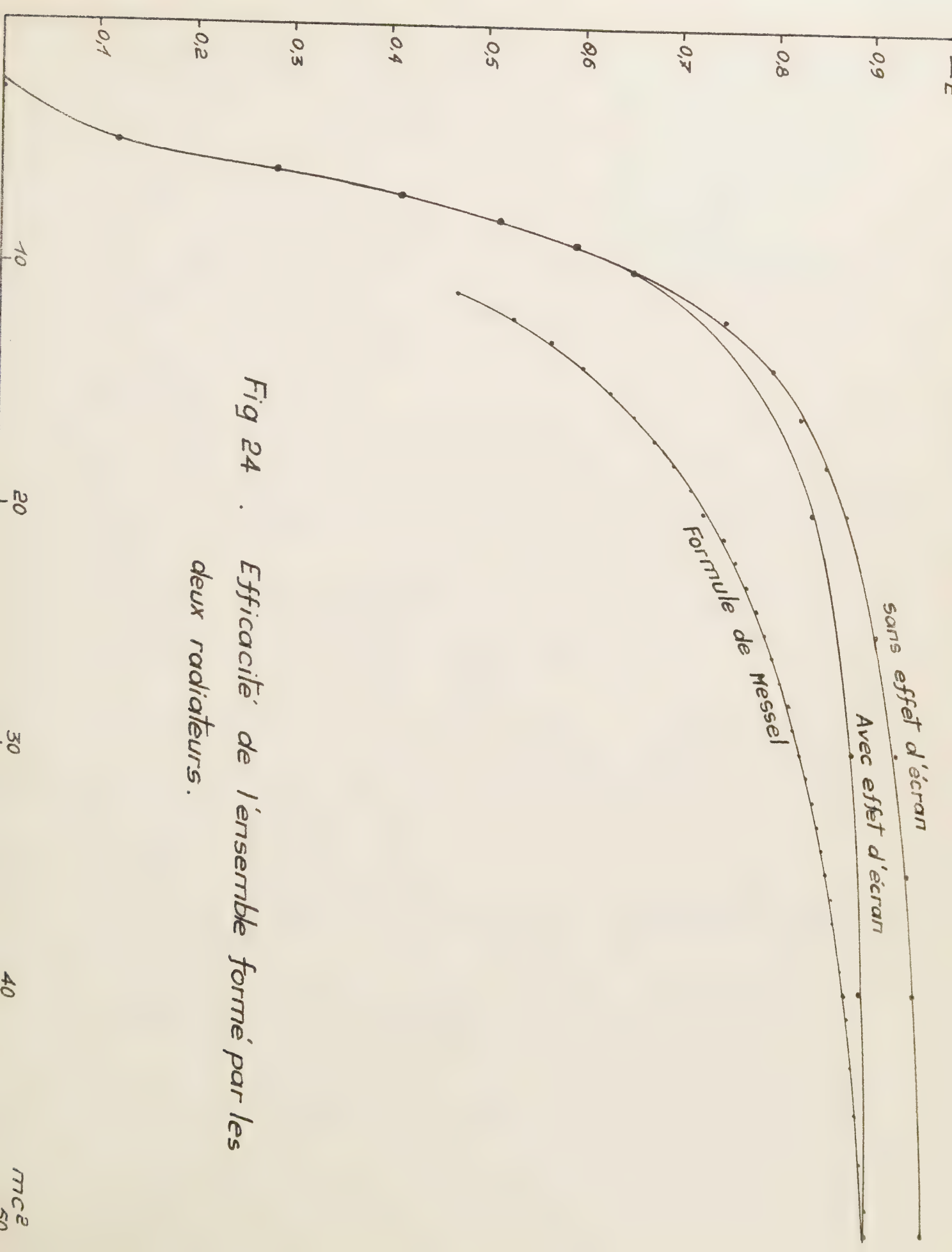


Fig 24 . Efficacité de l'ensemble formé par les deux radiateurs.

Les valeurs de $\sum_E$ seront donc dans ce domaine d'énergie :

$$\begin{aligned} &= 0,842 && \text{pour} && E = 20 \text{ mc}^2 \\ &= 0,889 && && E = 30 \text{ mc}^2 \\ &= 0,900 && && E = 40 \text{ mc}^2 \\ &= 0,907 && && E = 50 \text{ mc}^2 \end{aligned}$$

Ces points rapportés sur la figure (24) nous permettent de tracer toute la courbe représentant la variation de $\sum_E$ dans l'intervalle $0 - 50 \text{ mc}^2$.

REMARQUE

En envisageant une étude ultérieure du dispositif à des énergies plus élevées, nous avons voulu tester en cette occasion les formules de Messel et déterminer leurs limites inférieures d'application.

Si on compare le terme d'effet d'écran γ donné par Bethe avec le δ donné par Messel on constate que

$$\delta = 1,36 \gamma$$

on peut vérifier également que $f_1(\delta)$ et $f_2(\delta)$ donnés sous forme analytique par Messel correspondent aux $f_1(\gamma)$ et $f_2(\gamma)$ donnés graphiquement (Se 52)

On peut donc effectuer la calcul avec

$$\phi_{E_i} = \frac{4\phi}{k^3} \left[(E_+^2 + E_-^2) \left(\frac{f_1(\delta)}{4} - \frac{1}{3} \text{Log } Z \right) + \frac{2}{3} E_+ E_- \left(\frac{f_2(\delta)}{4} - \frac{1}{3} \text{Log } Z \right) \right]$$

$$\text{Avec : } \delta \leq 1 \quad \left| \begin{aligned} f_1(\delta) &= 20,867 - 3,242 \delta + 0,625 \delta^2 \\ f_2(\delta) &= 20,209 - 1,930 \delta + 0,086 \delta^2 \end{aligned} \right.$$

$$\delta > 1 \quad f_1(\delta) = f_2(\delta) = 21,12 - 1,930 \delta + 0,086 \delta^2$$

Les résultats du calcul sont portés sur la figure (24) on peut remarquer que si la courbe obtenue est inapplicable pour des énergies inférieures à 50 mc^2 elle rejoint la courbe exacte pour cette valeur.

B) Probabilité de matérialisation

Nous savons que pour un élément déterminé la section efficace de production de paires est de la forme :

$$\phi_{\text{paire}}(E) \sim Z^2 \cdot F(E)$$

Ainsi connaissant la section efficace de matérialisation dans le cas du plomb, nous pouvons en déduire celle de l'or.

Les calculs ont été effectués à partir des résultats de Jaeger et Hulme (Se 52) obtenus en utilisant la fonction d'onde exacte pour un électron dans le champ du noyau.

Nous avons calculé la section efficace macroscopique μ et la probabilité p_E de matérialisation dans un jeu de cibles en or de 10μ d'épaisseur chacune.

$$p_E = \mu x \quad (\text{pour } x \text{ petit})$$

Les résultats sont portés dans le tableau (5)

Tableau 5

E (MeV)	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	15	20	30
Section efficace $10^{24}(\text{Pb})$	0,63	1,5	3,6	5,61	7,42	8,84	10,96	12,79	16,25	18,89	22,55
Section efficace $10^{24}(\text{Au})$	0,59	1,41	3,38	5,28	6,96	8,30	10,3	12,04	15,25	17,8	21,2
$\mu (\text{cm}^{-1})$	0,035	0,083	0,199	0,311	0,410	0,489	0,606	0,710	0,900	1,08	1,25

C) Rendement de détection du dispositif

- 17 -

Pour un flux de X_E photons d'énergie E , nous aurons donc théoriquement :

$$n_E = X_E \cdot P_E \cdot d\Omega \cdot \sum_E$$

coincidences affichées sur l'échelle

Nous pouvons donc définir le rendement théorique de détection du dispositif par la quantité :

$$R_E = \frac{n_E}{X_E} = P_E \cdot d\Omega \cdot \sum_E$$

les valeurs théoriques du rendement sont portées dans le tableau 6 et sur la courbe de la figure 25

Tableau 6

E (MeV)		R _E	
1,5	0,105 . 10 ⁻⁴	8,0	72,5 . 10 ⁻⁴
2,0	0,75 . 10 ⁻⁴	10	90 . 10 ⁻⁴
3,0	8,5 . 10 ⁻⁴	15	120 . 10 ⁻⁴
4,0	24 . 10 ⁻⁴	20	146 . 10 ⁻⁴
5,0	40 . 10 ⁻⁴	25	160 . 10 ⁻⁴
6,0	53 . 10 ⁻⁴		

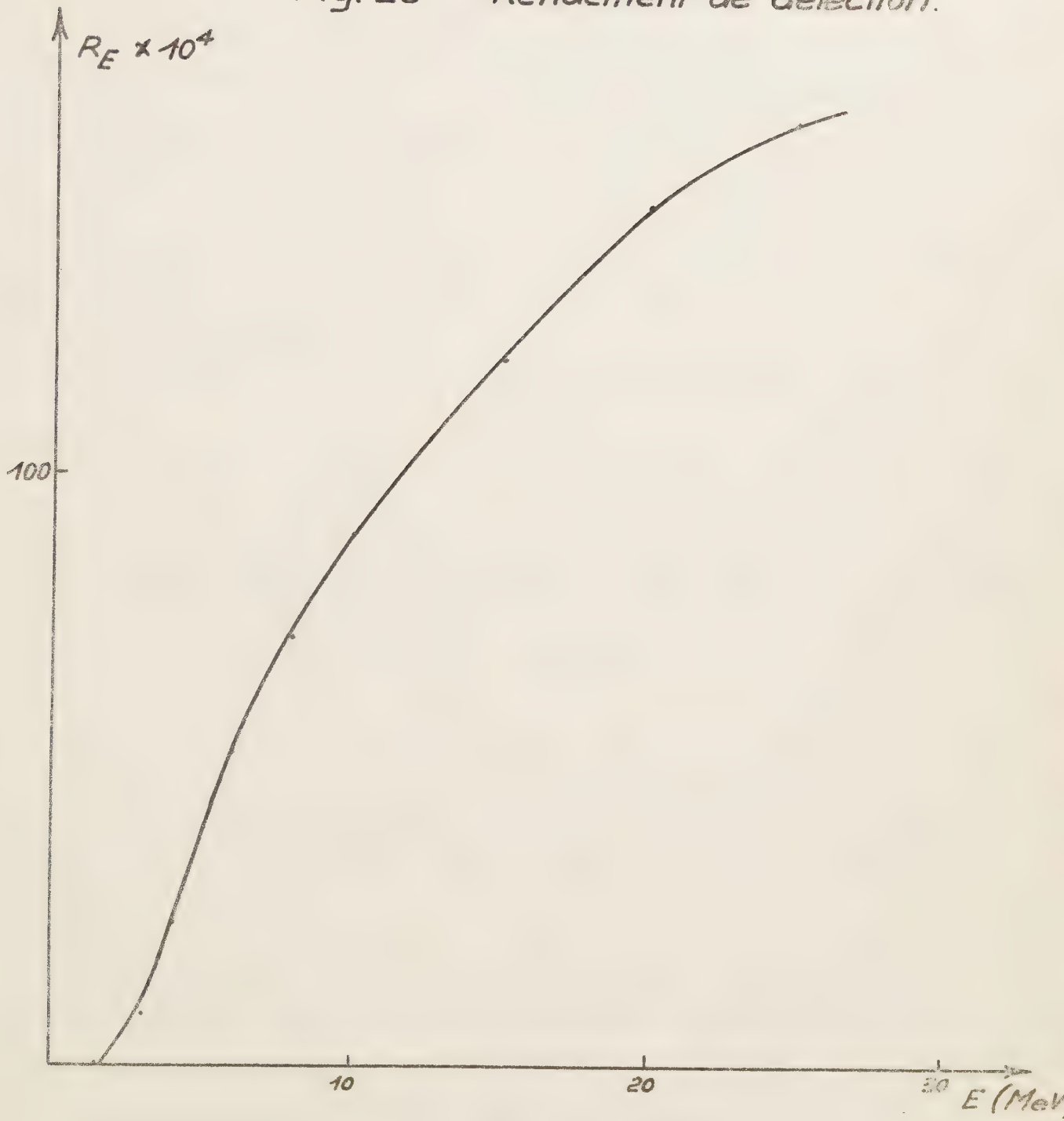
Remarque :

Pour le calcul de R_E nous avons pris $d\Omega = \frac{5}{6}$, en effet, les radiateurs sont distants de 1 cm l'un de l'autre et leur largeur est de 38 mm

$$d\Omega = \frac{180 - 2\theta}{180}$$

avec $\text{tg } \theta : \frac{10}{38}$

Fig. 25 Rendement de detection.



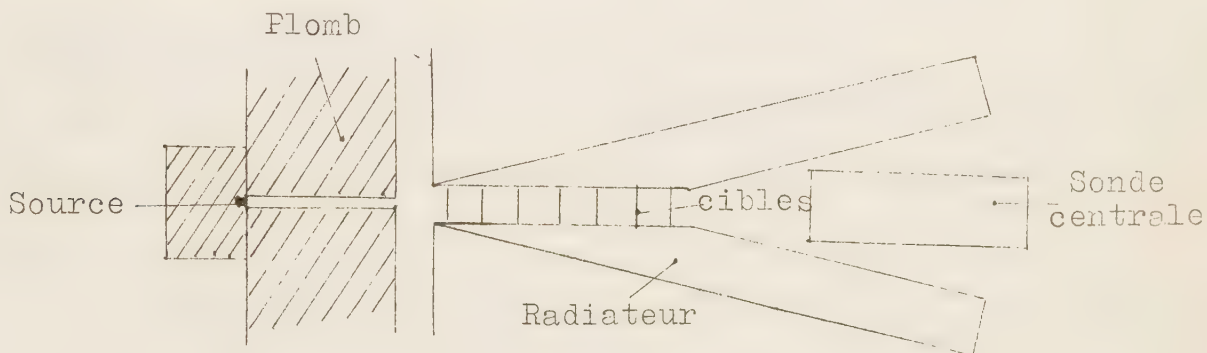
CHAPITRE V

VERIFICATION EXPERIMENTALE

La détermination du rendement de détection établie dans les chapitres précédents, bien que fondée sur des mesures expérimentales fait intervenir de très nombreux calculs ; nous avons voulu donner une confirmation expérimentale directe des résultats obtenus. Pour cela nous devons utiliser un flux d'intensité connu de rayons gamma monochromatiques d'énergie bien définie.

I - Montage expérimental

Le montage utilisé est schématisé sur la figure ci-dessous :



Le flux de photons monochromatiques nous est fourni par une source de Th C'' de 10 mc qui émet des photons de 2,62 MeV à travers le collimateur en plomb.

Les dimensions de la source (2 x 2 mm) et du collimateur (Longueur 30 cm - dimensions de l'orifice 8 x 2 mm) sont telles que le faisceau de photons se trouve parfaitement défini.

La sonde centrale du détecteur nous permet de connaître le nombre X_E de photons ayant traversé les cibles. Elle est constituée par un cristal de NaI (Tl) de 51 x 44 mm ; les valeurs de son efficacité et de sa photofraction sont tirées des calculs de Miller et Snow (Mi 59) effectués par une méthode de Monte-Carlo.

$$\text{à } 2,62 \text{ MeV} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Efficacité : } 0,520 \\ \text{Photofraction : } 0,193 \end{array} \right.$$

Ainsi pour connaître le nombre de photon X_E , il suffit d'intégrer sous le pic photoélectrique, du spectre donné par la sonde ; soit $\int dN$ le nombre intégré, nous aurons donc :

$$X_E = \int dN / 0,193 + 0,520$$

De cette façon nous pourrons donc comparer directement la valeur expérimentale $n_E(\text{exp})$ affichée par l'échelle de comptage, à la valeur théorique $n_E(\text{th}) = X_E P_E \cdot d\Omega \sum_E$ calculée précédemment.

II - Conditions d'utilisation du dispositif

Les très hautes tensions des photomultiplicateurs ont été fixées de façon à obtenir sur les anodes des impulsions de même amplitude (2 V), soit :

2380 V pour le PM 1

2400 V pour le PM 2

Il faut ensuite régler le retard et le seuil du discriminateur de façon à travailler dans les conditions optimum de détection et de résolution. La ligne à retard SAIP que nous avons utilisée étant une ligne mal compensée (les deux zéro ne coïncident pas) nous avons introduit un retard arbitraire (3 m de câble coaxial 75Ω) sur l'une des voies. Afin de déterminer le retard à introduire sur l'autre voie, nous avons laissé le seuil du discriminateur à 0 et nous avons tracé une courbe de résolution ; de cette façon nous avons trouvé qu'il faut un retard de 11 ns pour que le taux de comptage soit maximum.

1/ Spectre de coïncidence

Le seuil du discriminateur nous permet de fixer la résolution du système ; nous devons le placer de telle sorte que celle-ci soit aussi fine que possible, tout en prenant garde de ne pas perdre de coïncidences.

Dans ce but nous avons tracé le spectre de coïncidence (fig 26) c'est-à-dire que pour un retard de 11 ns, nous avons porté le taux de comptage en fonction du seuil du discriminateur.

- 1) Avec le jeu de 18 cibles de $10\ \mu$
- 2) Avec le porte cible vide.

De l'analyse de ces deux spectres nous pouvons déduire que le seuil du discriminateur n'intervient pas sur l'écart des taux de comptage. Nous le fixerons donc à la valeur 7.

2/ Temps de résolution

Afin de déterminer le temps de résolution correspondant à la valeur 7 du discriminateur, nous avons tracé la courbe de résolution du système dans ces conditions (fig 27)

Le temps de résolution est donné par la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution soit

$$2\tau = 5.10^{-9}\text{ s}$$

$$\tau = 2,5.10^{-9}\text{ s}$$

III - Résultats Expérimentaux

Dans ces conditions (retard = 11 ns ; seuil à 7) nous avons réalisé des expériences de longue durée.

- + Avec le porte cible vide
- + Avec un jeu de 18 cibles de $10\ \mu$ distantes de 10 mm les unes des autres
- + Avec un jeu de 35 cibles de $10\ \mu$ distantes de 5 mm les unes des autres.

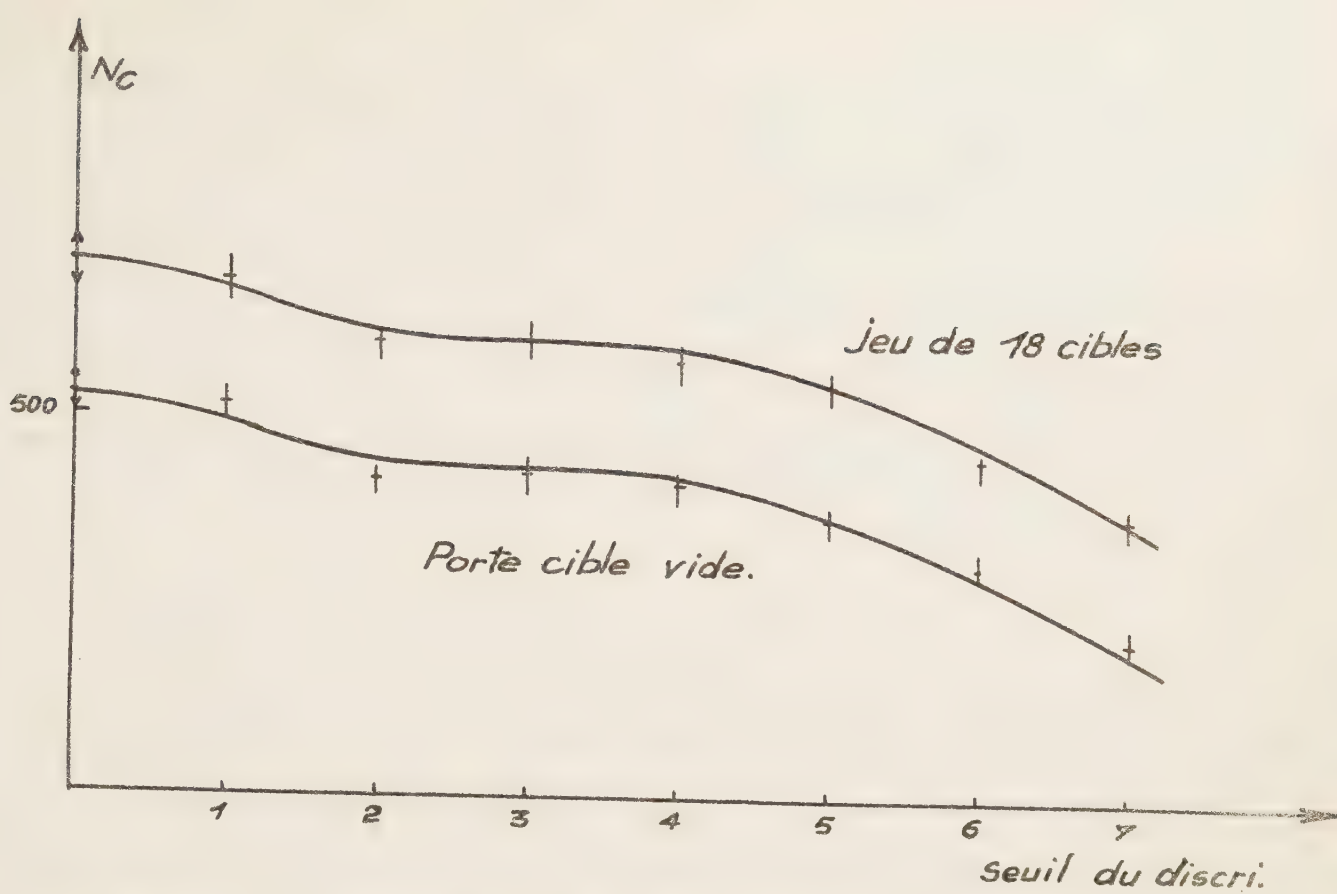


Fig. 26 Spectre de coïncidence

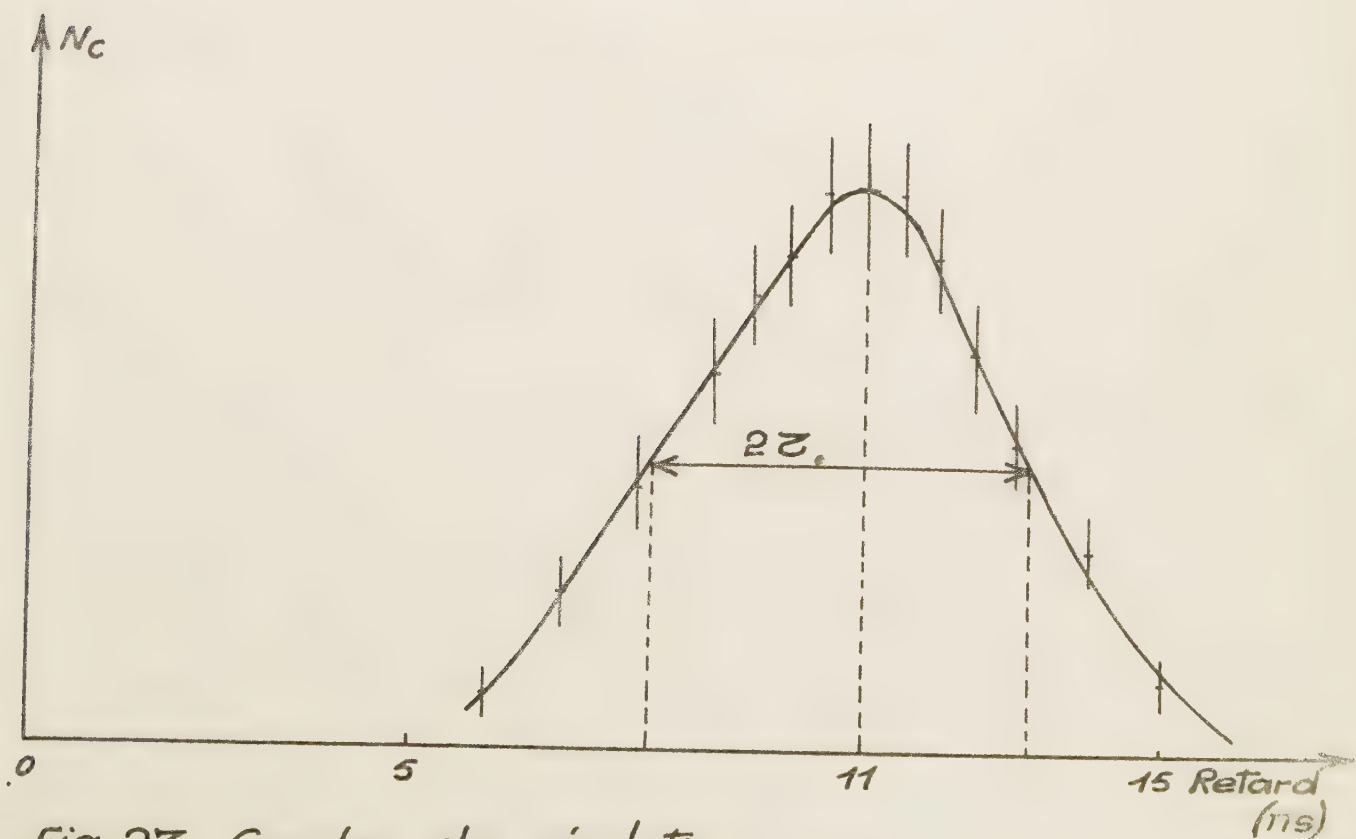


Fig. 27 Courbe de résolution.

Les résultats sont portés dans le tableau ci-dessous :

Expérience	Nbre de coïncidences	Temps	Nbre de coïncidences par minute
Porte cible vide	7 741	202	$38,3 \pm 0,4$
Jeu de 18 cibles	40 970	620	$66,0 \pm 0,3$
Jeu de 35 cibles	16 015	210	$76,2 \pm 0,6$

Le nombre de matérialisations déterminé expérimentalement est donc de :

$27,7 \pm 0,4$ pour le jeu de 18 cibles

$37,9 \pm 0,6$ pour le jeu de 35 cibles

Théoriquement s'il y avait dans les cibles d'autres phénomènes que la matérialisation on devrait obtenir sensiblement deux fois plus de coïncidences avec le jeu de 35 cibles qu'avec celui de 18.

Afin de confirmer ces résultats nous avons repris l'expérience en faisant 10 mesures d'une minute chacune. Nous avons trouvé comme valeur moyenne

Porte cible vide : 46

Jeu de 18 cibles : 75

Jeu de 35 cibles : 88

Soit : 29 coïncidences pour le jeu de 18 cibles

42 " " " " 35 cibles

Ces résultats confirment bien les précédents et nous devons conclure que le jeu de 35 cibles absorbe des électrons provenant de la matérialisation ; en effet les cibles trop rapprochées absorbent les électrons produits dans les précédentes.

Nous ne retiendrons donc que le résultat obtenu avec le jeu de 18 cibles

$$\underline{(n_E)_{\text{expérimental}} = 27,7 \pm 4 \text{ par minute}}$$

D'autre part, nous avons intégré sous le pic photoélectrique de la sonde centrale pour connaître le nombre de photons.

Pour les 202 minutes qu'a duré la première expérience nous avons compté 1 334 816 coups sous le pic.

Soit 6 608 par minute.

Le nombre X_E de photons traversant les cibles est donc

$$X_E = 6\,608 \times \frac{1}{0,520} \times \frac{1}{0,193} = \underline{65\,881 \text{ par minute}}$$

a) Valeur théorique de n_E

Pour $E = 2,62 \text{ MeV}$, nous avons

$$\begin{aligned} \mu_E &= 0,159 & P_E &= 0,159 \times 180 \cdot 10^{-4} \\ \sum_E &= 0,138 & (\text{fig. 24}) & \\ d\Omega &= \frac{5}{6} \end{aligned}$$

Donc : $(n_E)_{\text{théorique}} = X_E P_E d\Omega \sum_E = 65881 \times 0,159 \times 180 \cdot 10^{-4} \times \frac{5}{6} \times 0,138$

$$\underline{(n_E)_{\text{théorique}} = 22,9}$$

Nous constatons que la valeur expérimentale est supérieure à la valeur théorique ; ce fait étant parfaitement prévisible. En effet nous avons supposé pour effectuer nos calculs que la matérialisation étant le seul phénomène se produisant dans les cibles. Dans le cas particulier de notre expérience, nous sommes à une énergie telle que l'effet Compton ne peut être négligé.

b) Evaluation de la contribution de l'effet Compton

La probabilité de matérialisation dans le jeu de 18 cibles est : $P_E = 0,159 \times 180 \cdot 10^{-4} = 28,5 \cdot 10^{-4}$ pour $E = 2,62 \text{ MeV}$.

A cette énergie le coefficient d'absorption par effet Compton est 2,56 fois plus grand que par la production de paire (Fig. 5)

La probabilité de production d'un photon et d'un électron par effet Compton dans la cible sera donc :

$$P_{c1} = 3,56 \cdot P_E$$

Nous devons donc maintenant calculer la probabilité pour que le photon résultant donne à son tour un électron dans un radiateur par effet Compton. Nous supposons qu'en moyenne le photon résultant de la première interaction Compton emporte la moitié de l'énergie du photon incident soit $E/2$.

A cette énergie (Fig. 5) le coefficient d'absorption est 5,56 fois plus grand que le coefficient d'absorption par matérialisation à l'énergie double.

On sait que la section efficace macroscopique de diffusion Compton est :

$$\mu = \frac{3}{8} N Z \sigma_0 m c^2 \cdot p_0$$

Pour le plexiglass $\mu = 0,099 m c^2 p_0$

Pour l'or : $\mu = 1,8 m c^2 p_0$

Pour le plexiglass à l'énergie $\frac{E}{2}$ nous aurons

$$\mu = 0,159 \times \frac{0,099}{1,8} \times 5,56 = 0,049 \text{ cm}^{-1}$$

Si on admet une épaisseur moyenne de 2 cm pour les radiateurs en plexiglass, la probabilité d'une deuxième diffusion Compton sera :

$$P_{c2} = 1 - e^{-\mu L} = 1 - e^{-0,049 \times 2} = 0,098$$

La probabilité de production d'une coïncidence par double diffusion Compton est alors $P = P_{c1} \cdot P_{c2}$

La contribution relative de l'effet Compton par rapport à la matérialisation pour la production d'une coïncidence sera donc à cette énergie :

$$\frac{P_{c1} \times P_{c2}}{P_{\text{paire}}} = \frac{32}{9} \cdot \frac{P_E \cdot 0,098}{P_E} \sim 0,35$$

Si on admet le même rendement moyen de détection que pour la matérialisation, le nombre de coïncidence dû à l'effet Compton sera donc :

$$0,35 \cdot 23 \sim 8$$

Remarque :

Il est bien évident qu'étant donné toutes les hypothèses que nous avons formulées en prenant des valeurs moyennes, ce calcul ne saurait être exact ; il s'agit tout au plus d'une évaluation grossière destinée à donner un ordre de grandeur de la contribution de l'effet Compton. Nous constatons que cet ordre de grandeur est en accord avec la différence trouvée entre la valeur expérimentale et la valeur théorique.

C O N C L U S I O N

Nous avons établi la variation de l'efficacité de détection des paires en fonction de l'énergie du photon incident. Cette efficacité, très faible pour les photons de basse énergie, croît rapidement (Fig. 24) de sorte que pratiquement pour des énergies de l'ordre de 30 MeV le rendement de détection n'est plus limité que par la probabilité de matérialisation dans les cibles.

L'étude décrite dans le Chapitre II a montré que la réponse Cerenkov d'un radiateur en plexiglass à des électrons n'est pas linéaire pour des énergies inférieures à 1 MeV.

C'est ainsi que pour réaliser la seconde partie de notre programme, à savoir une utilisation du dispositif dans un but d'analyse spectrométrique à basse énergie, nous avons remplacé les radiateurs Cerenkov par des scintillateurs. Des radiateurs Cerenkov pourront être utilisés pour des énergies de photons supérieures à 30 MeV.

THESES ET OUVRAGES FONDAMENTAUX

- (CH 63) Odette CHAUMEIL, Thèse CNAM, Clermont, 1963
- (He 53) W. HEITLER, The Quantum theory of radiation, Clarendon Press, Third Edition, Oxford 1960
- (Ho 63) J.F. HOUPIN, Thèse CNAM, Clermont, 1963
- (Je 58) J.V. JELLEY, Cerenkov Radiation and its applications, Pergamon Press, 1958
- (Fa 59) F.J.M. FARLEY, Notions sur les circuits d'impulsion, Dunod, Paris, 1959
- (Se 53) H.A. BETHE and J. ASHKIN : in Vol. 1 of Segre's Experimental Nuclear Physics, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1953

PERIODIQUES

- (Av 64) L. AVAN, P. KELLER, G. ROCHE, Onde Electrique N° 446, mai 1964
- (Be 34) H. BETHE and W. HEITLER, Proc. Roy. Soc. A, 146, (1934), 83
- (BE 54) H.A. BETHE, L.C. MAXIMON, Phys. Rev. 93 (1954) 768
- (Be 63) BERTOLACCINI M. COVA S. Energia nucleare, Vol. 10, n° 5, mai 1963
- (Br 56) K.L. BROWN, Phys. Rev. 103 (1956), 243
- (Da 54) H. DAVIES, H.A. BETHE, L.C. MAXIMON, Phys. Rev. 93 (1954) 788
- (Fa 62) U. FANO, National Bureau of Standards, Tables of the analysis of beta spectra, 1962
- (Ja 36) J.C. JEAGER, H.R. HULME, Proc. Roy. Soc. Londres A 153 (1936) 443
- (Ja 36B) J.C. JEAGER, Nature, 137 (1936) 781
- (Ja 38) J.C. JEAGER, H.R. HULME, Nature, 142 (1938) 573
- (Ja 41) J.C. JEAGER, Nature, 148 (1941) 86
- (Ja 51) JACK and DAVIDSON, Phys. Rev. 82, 48 (1951)
- (Jo 63) JOHNSON, Electronics, december 6, 1963, p. 69
- (Me 62) H. MESSEL, A.D. SMIRNOV, A.A. VARFOLOMEEV, CRAWFORD D.F., Nuclear Physics 39 (1962) N° 1
- (Mi 60) W.F. MILLER, W.J. SNOW, The Rev. of Sc. Instrum. 1960, Vol. 31, N° 1, p. 44
- (Ol 55) H. OLSEN, Phys. Rev. 99 (1955) 1335
- (Pf 65) G. PFEFFER, H. LAURI, G. LAUSTRIAT, A. COCHE, Annales de la Faculté des Sciences, Clermont, 1965

- 27 -
- (Ro 48) B. ROSSI, Rev. of Mod. Phys. 20 (3), 537, 1948
(Wi 55) W. WIDMAIER and R.W. ENGSTROM (1955) RCA,
Rev. 16 (1), 109

(Les notations entre parenthèses correspondent aux rappels
bibliographiques indiqués dans le texte, soit :
lettres - nom de l'auteur, chiffres- année de la publication)

INTRODUCTION

CHAPITRE I - FONDEMENTS PHYSIQUES DE LA DETECTION

I - Généralités	3
II- matérialisation et effet Compton	
A. La matérialisation	4
1. Théorie du phénomène	4
2. Section efficace et distribution énergétique des électrons	6
3. Angle d'ouverture de la paire	12
B. L'effet Compton	13
III - Effet Cerenkov	14
1. Introduction	14
2. Etude qualitative	14
3. Intensité lumineuse	16
a) Théorie de Franck et Tamm	17
b) Théorie quantique de Ginsburg	18
4. Durée de l'impulsion lumineuse	19

CHAPITRE II - REPONSE D'UN RADIATEUR EN PLEXIGLASS A
DES ELECTRONS ENTIEREMENT ABSORBES

I/ Calculs théoriques	20
A. Electrons monocinétiques	20
B. Rayonnement bêta	22
II/ Vérifications expérimentales	24
A. Le dispositif expérimental	24
B. Interprétation des spectres	28
C. Expériences	30
1. Avec les électrons monocinétiques	
2. Rayonnement bêta	

CHAPITRE III - LE DETECTEUR

A. Le milieu de matérialisation	32
B. Les radiateurs Cerenkov	33
C. L'électronique associée au détecteur	33
a) les photomultiplicateurs	34
b) les préamplificateurs	35
c) le circuit de coïncidence S.A.I.P.	35
d) le discriminateur	36
e) l'alimentation stabilisée à transistors	37
f) la sonde à scintillation	37

CHAPITRE IV - DETERMINATION THEORIQUE DE L'EFFICACITE DE DETECTION DU DISPOSITIF

I - Etude qualitative	38
II- Etude quantitative	39
A. Détermination de l'efficacité du dispositif	39
1. Efficacité $\epsilon(E)$ d'un radiateur	40
2. Rendement de collection R	41
3. Calcul de $\epsilon(E)$	43
4. Efficacité de détection des paires	43
a) Effet d'écran négligeable	
b) Effet d'écran appréciable	
B. Probabilité de matérialisation	46
C. Rendement de détection du dispositif	47

CHAPITRE V - VERIFICATION EXPERIMENTALE

I - Montage expérimental	48
II- Conditions d'utilisation du dispositif	49
1. Spectre des coïncidences	
2. Temps de résolution	
III- Résultats expérimentaux	50
a) valeur théorique de n_E	52
b) évaluation de la contribution due à l'effet Compton	

CONCLUSION	55
BIBLIOGRAPHIE	56
TABLE DES MATIERES	58

Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences de Clermont au Laboratoire de Physique Nucléaire de Monsieur L. AVAN.

Je tiens à remercier le Haut-Commissariat à l'Energie Atomique, Direction des Applications Militaires, pour l'aide efficace qui nous a permis de réaliser ce travail qui entre dans le cadre des contrats DAM 009 et 1228 R.

Je prie Monsieur le Professeur L. AVAN de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance, il m'a initié à la Physique Nucléaire et a été le soutien moral et scientifique de ce travail, qu'il soit également remercié pour avoir bien voulu assurer la présidence de ce Jury.

Madame AVAN, Professeur à la Faculté des Sciences de Clermont a eu l'amabilité de me proposer le sujet de la deuxième thèse.

Messieurs J. ROCHE, Professeur sans chaire et D. ISABELLE, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Clermont ont bien voulu être membres de ce Jury.

Monsieur G. ROCHE, Maître-Assistant, Agrégé es-Sciences Physiques m'a fait profiter de sa grande expérience et de toute l'étendue de son savoir.

Monsieur M. PRADOUX, Assistant à la Faculté des Sciences, a toujours été un coéquipier très serviable et souvent éclairé.

Mon ami J. FARGEIX a toujours été présent aux heures difficiles.

J'exprime ma vive gratitude à Messieurs ASEO, CORDAILLAT, HAEUBI et ISSELIN, Physiciens au Centre Européen de Recherches Nucléaires, pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée dans la réalisation de mon second sujet de thèse.

Mes camarades du Laboratoire m'ont dispensé leur aide sans retenue et particulièrement Mademoiselle de VALLEE qui s'est chargée du travail de dactylographie.

J'adresse à toutes ces personnes mes sincères remerciements.

DEUXIEME THESE

" Les micromodules. Applications technologiques aux ordinateurs électroniques".

Vu et Approuvé

Clermont-Fd, le 3 Juin 1966

Le Doyan,



M. R. H.

M. ROQUES

N° 43 / 66
M. ET F. M. S. D'IMPRIMER

Clermont-Fd, le - 7 JUIN 1966

Le Recteur de l'Académie
de CLERMONT-FERRAND,

E. LAPALUS

